目录

导　　论

龚祖同

科学技术的发展真是日新月异而岁不同。二十五年前的激光曾轰动一时，近十年来又兴起了同步辐射加速器的装置，其用途非常广泛，与激光并驾齐驱；光子当作基本粒子中的一员，与人类活动，关系至为密切。让我们在四化建设中，进一步发挥它的作用并加深对它的认识吧！

这是我国编写的第一本基础性光学手册。从历史上看，一本手册的出现，是学科及其推动的工业发展到一定水平的产物。同志们要我写一个导论，我首先要表达我激动的心情，陕西科学技术出版社编辑部的雄心壮志，主要是中青年光学工作者来承担起这样内容丰富的手册编写任务，这本身就是一个伟大的壮举，这说明全国处处莺歌燕舞，并肩前进。

科学促进了工业技术，工业技术也推动了科学，两者相辅相成，相得益彰。一九〇〇年以前研究光辐射的装置是一个有空腔的加温装置，普朗克就是利用这个装置，研究了光辐射，取得了前无古人的划时代的成果。当前工业技术比一个世纪前迈进了一大步。现在我们有了同步辐射加速器，可用以研究光辐射的机理。

我这个导论不是这本手册的概述，不是她的缩影，而是对光的新发展和光子与电子问题作些补充。

到现在为止的辐射(发光)机理主要有：

1．湮没辐射；

2．跃迁辐射；

3．受激发射；

4．场致发光；

5．荧光屏发光；

6．契仑考夫辐射；

7．普朗克温度辐射；

8．同步辐射光。

简单介绍如下：

湮没辐射　当一个大光子（例如γ光子）靠近高序数的原子核时，大光子受重核的库仑场的推吸作用，大光子的正电被核所推，它的负电被核所吸，分裂为正电子和负电子的正负电子偶，这是科学上于二十世纪三十年代的重大发现。但正电子的寿命很短，在10^{-7}秒内就

与负电子相结合而湮没，同时在相反方向辐射出两个光子，这就是湮没辐射，它的能量在511千电子伏。

跃迁辐射　举例如氢原子的发光模型，氢原子的能级是量子化的，一个氢原子是一个质子和一个轨道电子所组成的，假定当作原子核的质子在发光的能量范围内，没有能级变化，那么氢原子的能级是怎样造成的呢？唯一的可能是它的轨道电子所造成的。轨道电子有位能 ze^2/r_n，r_n 是分步而不是连续的，轨道电子的动能 $m_ec^2=\frac{m_{e0}c^2}{\sqrt{1-\beta^2}}\approx\frac{1}{2}m_{e0}v^2$，电子的速度 v 也是分步的而不是连续的，是具有 v_n 的形式的（$n=1,2,3\cdots\cdots$），与 r_n 对应的，就是一个 v_n 值。v_n 在同一圆轨道上是一个常数。只有电子从一个轨道跃迁到另一轨道时，才能吸收或放出一个光子，这是一个氢原子能级跃迁时的辐射和吸收。跃迁的过程是电子走盘旋形的轨道逐渐缩小或增大它的曲率从一个轨道进入另一个轨道。

受激发射的光（激光）也是跃迁发光，不过它在亚稳态有一个集合过程，然后齐步跃迁而已。

场致发光　现拿发光二极管（LEd）来谈发光。当前向偏压于 p–n 结增加时，p 区的电子和 n 区的空穴同时增加，于 p–n 结处的复合亦增加，复合放出光能，是电子位能发光一例。

契仑考夫发现当带电粒子速度在介质中超过在同一介质中的光速时，带电粒子就发光，这是电子动能发光的又一例。

普朗克空腔辐射是由于空腔和腔壁的分子、原子的热振荡所产生，这些分子、原子的振荡有两个自由度，一是电场，一是磁场。空腔辐射实际上是带电振子的能放出为电磁辐射。

荧光屏受阴极电子的轰击而发光，这是跃迁辐射。

光学既是古老的学科也是前进中的学科。我拟为本手册介绍新发展的同步辐射光源，它逐步进入成熟阶段，它的应用非常广泛。

电磁辐射是人类研究自然必不可少的工具，光源的发展与科学向广度和深度的发展，有着密切的关系，新光源的出现指二十五年前的激光和近十年来的同步辐射光，意味着新学科的开拓，预示着新发现的来临。我感到特别鼓舞的是，我国将在北京、台湾新竹和安徽合肥三地分别建立正负电子对撞机（2.2×10^9电子伏）、同步辐射加速器（10^9电子伏）和国家同步辐射加速器（0.8×10^9电子伏）。在合肥市中国科学技术大学建立的国家同步辐射加速器主要是一个35.5米长的直线预加速部分和一个直径20米的环形贮存环部分，它直线部分是用行波管、速调管的电磁波把电子在串连的波导内逐段加速到200兆电子伏注入贮存环，再在环内加速到800兆电子伏，环内电子的加速是通过高频腔、常规扭曲磁铁、波荡器、超导扭曲磁铁来进行的。电子发出的辐射可以从红外、可见、紫外、真空紫外到软X光，通过控制电子能量而获得。这种新光源的特点是：①光流密度高，从而光强大。②光流基本平行；③波段可调，而且可以细调；④稳定度高；⑤偏振性突出。能为物理、化学、生物、医学、材料学等方面提供有力的研究工具。光学这门学科受到相邻学科的支援是不少的，现在这一同步光为各学科提供了有力的武器，这也是学科间互相帮助的一个典型例子吧！

我对同步辐射光特别感兴趣的是它的发射机理和分数电荷问题，即

1．电子是否能分裂？分数电荷如何证实？

2．有没有无辐射的轨道？

3．电子束团如何发射电磁波包？

经典的连续发光模型已为普朗克所推翻，轨道理论由玻尔所建立，为实验所支持，矩阵力学、波动力学把电子、光子当作既是微粒又是波动，称之为二重性。这二重性学说在同步光的实践中可能会深入一步。

中华民族有着悠久的文明史，在光学发展的历史长河中有着自己的重要贡献。继往开来，中国的光学工作者协同世界的光学界同行，在回答上述问题的过程中，会把光学的研究工作推进到深的层次，把光学工业的发展推上新的水平。

第一章　辐射度学和光度学

第一节　基本概念[1,4]

在光学中，与能量有关的量有两类：一类是物理的，叫作辐射度学量；另一类是生理的，叫作光度学量。前者表示辐射能的大小，后者表示人眼对辐射能的视觉强度。前者常用下标 e 表示，后者常用下标 v 表示。当没有必要加以区别时，则不加下标。

一、辐射度学量的定义和单位

辐射能 Q_e：以电磁波形式发射、传输、或接收的能量。

辐射通量（功率）Φ_e：辐射能的时间变化率，亦即单位时间发射、传输、或接收的辐射能，$\Phi_e=\partial Q_e/\partial t$。

辐射强度 I_e：给定方向上的辐射强度，为该方向单位立体角内的辐射通量，$I_e=\partial\Phi_e/\partial\Omega$。

辐射亮度 L_e：在一给定场点沿一给定方向的辐射亮度，为在该方向单位立体角内通过单位投影面积的辐射通量，$L_e=\partial^2\Phi/\partial\Omega(\cos\theta\partial A)$，其中 ∂A 为包含给定点的面元；$\partial\Omega$ 为包含给定方向的立体角元；θ 为面元法线与给定方向的夹角。辐射亮度有时称辐射率。

辐射度 M_e：发光面上某点的辐射度为，该点周围单位面积的辐射通量，$M_e=\partial\Phi_e/\partial A$。辐射度有时称辐出度，或辐射出射度。

辐照度 E_e：被照面上某点的辐照度为，该点周围单位面积接收的辐射通量，$E_e=\partial\Phi_e/\partial A$。

表 1 给出了这些量的单位和符号。

表 1-1　辐射度学量的单位和符号

量的名称	符号	单位名称	单位代号	
			国际	中文荐用
辐射能	Q_e	焦耳	J	焦
辐射通量	Φ_e	瓦特	W	瓦
辐射强度	I_e	瓦特每球面度	W/sr	瓦/球面度
辐射亮度	L_e	瓦特每平方米球面度	W/(m²·sr)	瓦/(米²·球面度)
辐射度	M_e	瓦特每平方米	W/m²	瓦/米²
辐照度	E_e	瓦特每平方米	W/m²	瓦/米²

二、光谱量与非光谱量

光谱量又叫光谱密度，即所述量随波长的变化率，也即单位波长间隔内该量的大小．非光谱量又叫积分量，即相应光谱量对波长的积分。比如，光谱辐射通量为 $\Phi_{e\lambda}=\partial\Phi_e/\partial\lambda$；而在波长间隔 λ_1 到 λ_2 的积分辐射通量为

$$\Phi_e(\lambda_1,\ \lambda_2)=\int_{\lambda_1}^{\lambda_2}\Phi_e\lambda(\lambda)d\lambda \tag{1-1}$$

总积分辐射通量为

$$\Phi_e=\int_0^\infty \Phi_e\lambda(\lambda)d\lambda \tag{1-2}$$

对于其他量，有类似的关系。

光谱密度量既可用波长 λ 表示，也可以用频率 ν 或波数 $\bar{\nu}$ 表示，它们有如下关系

$$\lambda=\frac{c}{\nu}=\frac{1}{\bar{\nu}}, \tag{1-3}$$

$$d\lambda=\frac{c}{\nu^2}\cdot d\nu=-\frac{1}{\bar{\nu}^2}d\bar{\nu} \tag{1-4}$$

或

$$\frac{d\lambda}{\lambda}=-\frac{d\nu}{\nu}=-\frac{d\bar{\nu}}{\bar{\nu}}$$

$$\Phi_\lambda(\lambda)=\frac{c}{\lambda^2}\Phi_\nu\left(\frac{c}{\lambda}\right)=\frac{1}{\lambda^2}\Phi_{\bar{\nu}}\left(\frac{1}{\lambda}\right)$$

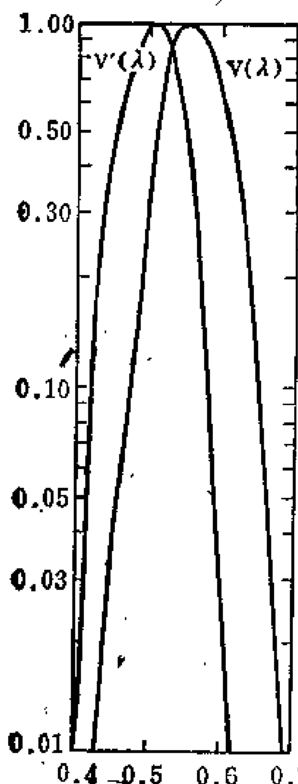


图 1-1 光谱光效率 $V(\lambda)$ 与 $V'(\lambda)$

三、光度学量与辐射度学量之间的关系

光度学量表示相应的辐射度学量所引起的视觉强度。辐射量中，不同的光谱成分所引起的视觉强度显然不同。计算这种强弱的基础是辐射的光谱光效能 $K(\lambda)$，它仅在可见波段 380毫微米 $\leqslant\lambda\leqslant$ 780 毫微米才不为零。在这一波段上，$K(\lambda)$ 为正，具有一最大值 K_{max}。光谱光效能用它的最大值归一化后，称为辐射的光谱光效率 $V(\lambda)$，

$$V(\lambda)=K(\lambda)/K_{max}. \tag{1-5}$$

由于即使对同一光谱成分的辐射，在不同条件下，视觉灵敏度也不同，所以光效率又分亮视觉（白昼视觉）和暗视觉（微光视觉）两种，前者用 $V(\lambda)$ 表示，后者用 $V'(\lambda)$ 表示。$V(\lambda)$ 的峰值 1 发生在 $\lambda=555$ 毫微米，$V'(\lambda)$ 的峰值 1 发生在 $\lambda=510$ 毫微米，视觉响应的这种频移称为普尔钦现象。图 1-1 给出 $V(\lambda)$ 和 $V'(\lambda)$ 这两个函数的曲线。表 1-2 给出光谱光效率的国际标准。

光度学的光谱量等于相应辐射度学光谱量与 $K(\lambda)$ 之积。比如，光谱光通量与光谱辐射通量的关系为

表 1-2　白昼视觉光效率的国际标准

辐射颜色	波长(毫微米)	V (λ)	辐射颜色	波长(毫微米)	V (λ)
紫	400	0.0004	黄	580	0.8700
紫	410	0.0012	黄	590	0.7570
紫	420	0.0040	橙	600	0.6310
紫	430	0.0116	橙	610	0.5030
蓝	440	0.0230	橙	620	0.3810
蓝	450	0.0380	橙	630	0.2650
青	460	0.0600	橙	640	0.1750
青	470	0.0910	橙	650	0.1070
青	480	0.1390	红	660	0.0610
青	490	0.2080	红	670	0.0320
绿	500	0.3230	红	680	0.0170
绿	510	0.5030	红	690	0.0082
绿	520	0.7100	红	700	0.0041
绿	530	0.8620	红	710	0.0021
黄	540	0.5940	红	720	0.00105
黄	550	0.9950	红	730	0.00052
黄	555	1.0000	红	740	0.00025
黄	560	0.9950	红	750	0.00012
黄	570	0.9520	红	760	0.00006

$$\Phi_{v\lambda} = K(\lambda) \cdot \Phi_{e\lambda} = K_{max} V(\lambda) \Phi_{e\lambda}.$$

国际光照委员会给出

$$K_{max} = 673 \text{（流明/瓦特）}$$

$$K'_{max} = 1725 \text{（流明/瓦特）}。$$

光谱密度为 $\Phi_{e\lambda}$ 的辐射通量 Φ_e 所引起的总视觉通量为

$$\Phi_v = \int_{-\infty}^{\infty} \Phi_{v\lambda} d\lambda = 673 \text{(流明/瓦特)} \int_{380\text{ 毫微米}}^{780\text{ 毫微米}} V(\lambda) \Phi_{e\lambda} d\lambda \tag{1-6}$$

辐射通量 Φ_e，如果它产生的光通量为 Φ_v，则称它具有光效能

$$K = \frac{\Phi_v}{\Phi_e} = \frac{\int_0^{\infty} K(\lambda) \Phi_{e\lambda} d\lambda}{\int_0^{\infty} \Phi_{e\lambda} d\lambda} \text{(流明/瓦特)} \tag{1-7}$$

表 1-3 给出某些常用光源的光效能。

表 1-3 几种常用光源的发光效能

光　源　种　类	发光效能(流明/瓦特)
钨丝灯(真空)	8—9.2
钨丝灯(充气)	9.2—21
石英卤钨灯	30
气体放电管	16—30
日光灯	27—11
高压水银灯	34—45
超高压水银灯	40—47.5
钠光灯	60

光度学量也有光谱量与非光谱量之分。表 1-4、表 1-5、表 1-6 给出光度学量的单位和代号。表 1-7 给出常见物体的照度值。表 1-8 给出常见物体的亮度值。

表 1-4 光度学量的单位与代号

量的名称	代号	单位名称	单位代号		备　注
			国际	中文(荐用)	
光通量	Φ_v	流明	lm	流	$1\ \mathrm{lm} = 1\ cd\cdot sr$(1流 = 1 坎·球面度)
光能量	Q_v	流明秒	lm·s	流·秒	$Q_v = \int\Phi_v dt$
光强度	I_v	坎德拉●	cd	坎	$I_v = \partial\Phi_v/\partial\Omega$
光亮度	L_v	坎德拉每平方米	cd/m^2	坎/米²	$L_v = \partial I_v/\partial A\cos\theta$
发光度	M_v	流明每平方米	lm/m^2	流/米²	$M_v = \partial\Phi_v/\partial A$
光照度	E_v	勒克斯	lx	勒	$E_v = \partial\Phi_v/\partial A$, $1\mathrm{lx} = 1\mathrm{lm/m^2}$ (1 勒 = 1 流/米²)
曝光量	H_v	勒克斯秒	lx·s	勒·秒	$H_v = \int E_v dt$
光效能	K	流明每瓦特	lm/W	流/瓦	$K = \Phi_v/\Phi_e$
光谱光效能	$K(\lambda)$				$K(\lambda) = \Phi_{v\lambda}/\Phi_{e\lambda}$
最大光效能	K_m				
光谱光效率	$V(\lambda)$				$V(\lambda) = K(\lambda)/K_m$

●一坎德拉是在101325帕斯卡压力下处于铂凝固温度的黑体在(1/600000)平方米表面上垂直方向上的光强。

由于被照而成为光源的表面，其发光度与照度成正比：

$$M_v = \rho E_v.$$

表 1-5　光照度单位及其换算

	单位名称	代号	勒克斯	辐透	英呎·烛光
际国制	勒克斯，流明/米^2	lx	1	0.0001	0.0929
厘米·克·秒制	辐透，流明/厘米^2	ph	10000	1	929
英制	英呎·烛光,流明/英呎^2	fc	10.76	0.00108	1

表 1-6　光亮度单位及其换算

	单位名称	代号	尼提	熙提	坎德拉/英呎^2
国际制	尼提，坎德拉/米^2	*nt*	1	0.001	6.0929
厘米·克·秒制	熙提，坎德拉/厘米^2	*sb*	10000	1	929
英制	坎德拉/英呎^2	cd/ft^2	10.76	0.00108	1

1 阿熙提 $= \frac{1}{\pi}$ 尼提，1 朗伯 $= \frac{1}{\pi}$ 熙提，1 英尺·朗伯 $= \frac{1}{\pi}$ 坎德拉/英呎^2

表 1-7　常见物体的照度（勒克斯）

夜空在地面产生的照度	3×10^{-4}
满月在天顶时对地面产生的照度	0.2
辨认方向所需的照度	1
晴朗夏天室内的照度	100—500
太阳直射的照度	10000

表 1-8　常见物体的亮度

光源名称	亮度（尼提）
地球上看到的太阳	1.5×10^9
地球大气层外看到的太阳	1.9×10^9
普通碳弧的喷头口	1.5×10^8
超高压球状水银灯	1.2×10^9
钨丝白炽灯	$(0.5—1.5)\times10^7$
乙炔焰	8×10^{-4}
太阳照射下的洁净雪面	3×10^4
距太阳 75° 角的晴朗天空	0.15×10^4

续表

光　源　名　称	亮　度（尼提）
地球上看到的满月表面	0.25×10^{4}
无月的夜空	10^{-4}
人工照明下，书写、阅读时的纸面	10

其中 ρ 是一个小于 1 的系数，称为反射率。反射率 ρ 的大小不仅与表面的性质有关，而且与光的光谱成分有关。对所有可见波段的光，ρ 都近似为 1 的物体，称为白体；而 ρ 均远小于 1 的物体称为灰体；ρ 均近似为零的物体称为黑体。表 1-9 列出了某些常见表面的反射率。

表 1-9　某些常见物体表面的反射率

被照表面	ρ （%）	被照表面	ρ （%）
氧化镁	96	粘　土	16
石　灰	91	月　亮	10～20
雪	78	黑　土	5～10
白　纸	70—80	黑呢绒	1～4
白　砂	25	黑丝绒	0.2～1

第二节　光度学量的计算 [1,3]

一、光谱亮度

对于计算来说，光谱亮度是一个最有用的量。只要以适当的精度知道了它作为其他诸变数的函数，就可算出其他全部量。表 1-10 给出用光谱亮度表示其他量的表达式。

表 1-10　用光谱亮度 $L_{e\lambda}$ 表示其他基本量

密度 / 基本量	空间密度		
	面密度	强　度	比强度
辐射能 $Q_e=\iiiint L_{e,\lambda}\cos\theta d\Omega dAdtd\lambda$	$\iiint L_{e,\lambda}\cos\theta d\Omega d\lambda dt$	$\iiint L_{e,\lambda}\cos\theta dAd\lambda d$	$\iint L_{e,\lambda}d\lambda dt$
光谱辐射能 $Q_{e,\lambda}=\iiint L_{e,\lambda}\cos\theta d\Omega dAdt$	$\iint L_{e,\lambda}\cos\theta d\Omega dt$	$\iint L_{e,\lambda}\cos\theta dAdt$	$\int L_{e,\lambda}dt$
辐射通量 $\Phi_e=\iiint L_{e,\lambda}\cos\theta d\Omega dAd\lambda$	$\iint L_{e,\lambda}\cos\theta d\Omega d\lambda$	$\iint L_{e,\lambda}\cos\theta dAd\lambda$	$\int L_{e,\lambda}d\lambda$
光谱辐射通量 $\Phi_{e,\lambda}=\iint L_{e,\lambda}\cos\theta d\Omega dA$	$\int L_{e,\lambda}\cos\theta d\Omega$	$\int L_{e,\lambda}\cos\theta dA$	$L_{e,\lambda}$
光　能 $Q_v=\iiiint K(\lambda)L_{e,\lambda}\cos\theta d\Omega dAd\lambda dt$	$\iiint K(\lambda)L_{e,\lambda}\cos\theta d\Omega d\lambda dt$	$\iiint K(\lambda)L_{e,\lambda}\cos\theta dAd\lambda dt$	$\iint K(\lambda)L_{e,\lambda}d\lambda dt$

续表

基本量 ＼ 密度	空间密度		
	面密度	强度	比强度
光谱光能量 $Q_{v\lambda}=\iiint K(\lambda)L_{e\lambda}\cos\theta d\Omega dAdt$	$\iint K(\lambda)L_{e\lambda}\cos\theta d\Omega dt$	$\iint K(\lambda)L_{e\lambda}\cos\theta dA dt$	$\int K(\lambda)L_{e\lambda}dt$
光通量 $\Phi v=\iiint K(\lambda)L_{e\lambda}\cos\theta d\Omega dAd\lambda$	$\iint K(\lambda)L_{e\lambda}\cos\theta d\Omega dt$	$\iint K(\lambda)L_{e\lambda}\cos\theta dA d\lambda$	$\int K(\lambda)L_{e\lambda}dt$
光谱光通量 $\Phi_{v\lambda}=\iint K(\lambda)L_{e\lambda}\cos\theta d\Omega dA$	$\int K(\lambda)L_{e\lambda}\cos\theta d\Omega$	$\int K(\lambda)L_{e\lambda}\cos\theta dA$	$K(\lambda)L_{e\lambda}$

二、立体角

光度学量的计算中，常要用到立体角。立体角的定义是：一个任意形状的封闭锥面所包含的空间。常用符号 Ω 表示立体角。有时也用 ω 表示立体角，而用 Ω 表示在某方向的投影立体角，比如，$\Omega=\omega\cdot\cos\theta$。

立体角的单位是球面度。以锥顶为中心，以 r 为半径作一球面，如果锥面在球面上截出的面积为 r^2，则该立体角的大小为一个球面度。如果锥面在球面上截出的面积为 S，则此立体角的大小为

$$\Omega=\frac{S}{r^2}(\text{球面度})$$

由于整个球面的面积为 $4\pi r^2$，所以整个空间所张的立体角为

$$\Omega=\frac{4\pi r^2}{r^2}=4\pi(\text{球面度})$$

简单计算可知，半顶角为 α 的锥面所张成的立体角为

$$\Omega=2\pi(1-\cos\alpha)=4\pi\sin^2\frac{\alpha}{2} \tag{1-10}$$

两个半顶角分别为 α_1 和 α_2 的共顶点同轴锥面所围成的立体角为

$$\Omega=2\pi(\cos\alpha_1-\cos\alpha_2)=4\pi\sin\frac{\alpha_1+\alpha_2}{2}\sin\frac{\alpha_2-\alpha_1}{2} \tag{1-11}$$

三、几个特殊情况

发光强度为 I 的各向异性光源，在立体角 Ω 内发射的光通量为

$$\Phi=\iint_{\Omega}I(\theta,\phi)d\Omega \tag{1-12}$$

发光强度为 I 的各向同性光源，在张角为 α 的圆锥内发射的光通量为

$$\Phi=4\pi I\sin^2\frac{\alpha}{4} \tag{1-13}$$

发光强度为 I 的点光源在与其相距 r 处产生的照度为

$$E' = \frac{\Phi}{dA'} = \frac{Id\Omega}{dA'} = \frac{I\,dA'\cos\theta}{dA'\,r^2}$$

$$= \frac{I}{r^2}\cos\theta \tag{1-14}$$

其中 θ 为自光源到被照面中心所引矢径 r 与该面法线的夹角。

亮度 L 为常数而与方向无关的辐射体称为余弦辐射体，或称朗伯辐射体，因为这种光源在立体角元 $d\Omega$ 内发射的光通量与发光面倾斜角的余弦成正比：

$$d\Phi = L\cos\theta dAd\Omega \tag{1-15}$$

对余弦辐射面，其亮度 L 与发光度 M 有关系：

$$L = \frac{M}{\pi} \tag{1-16}$$

如果余弦辐射面不是发光面，而是被照面，则其亮度 L 与照度 E 有关系：

$$L = \frac{\rho}{\pi}E \tag{1-17}$$

其中，ρ 为被照面的反射率。

发光面元 dA 的亮度 L 与其发光强度 I 有关系：

$$L = \frac{I}{dA\cos\theta} \tag{1-18}$$

即面元的亮度等于其单位面积在法线方向上的发光强度。

亮度为 L 的面元 dA 在与它相距 r 处的面元 dA' 上产生的照度为

$$E = L\frac{dA\cdot\cos\theta\cos\theta'}{r^2} = Ld\Omega'\cos\theta' \tag{1-19}$$

其中，θ 和 θ' 分别为联结 dA 与 dA' 中心的矢径 r 与二面元法线间的夹角；$d\Omega'$ 为 dA 对 dA' 中心所张的立体角，即

$$d\Omega' = \frac{dA\cos\theta}{r^2}$$

四、光束在传播、反射和折射时亮度的变化

（一）光束在均匀透明介质中传播时亮度不变

在光束传播路径上任取两点 P_1、P_2，分别过 P_1 和 P_2 作两个垂直于光束传播方向的面元 dA_1、dA_2，它们的亮度为 L_1 和 L_2。则 dA_1 输入到 dA_2 的光通量为

$$d\Phi_1 = L_1dA_1d\Omega_1 = L_1\frac{dA_1dA_2}{r^2} \tag{1-20}$$

r 为 P_1 与 P_2 之间的距离。同理可得通过 dA_2 出射的光通量为

$$d\Phi_2 = L_2dA_2d\Omega_2 = L_2\frac{dA_2dA_1}{r^2} \tag{1-21}$$

如果不考虑光能损失，则应有 $d\Phi_1 = d\Phi_2$，从而得到 $L_1 = L_2$

（二）光束在折射过程中的亮度变化

设一光束，其中心光线 PO 自第一介质 n_1 入射到界面上 O 点，并在第二介质 n_2 中沿 OS 方向折射。以 O 为中心，以 r 为半径作球面。光束 PO 和 OS 分别在球面上截出面元 dA_1 和 dA_2。显然，dA_1 对 O 点所张立体角为

$$d\Omega_1 = \frac{dA_1}{r^2} = \sin\theta_1 d\theta_1 d\phi_1$$

过 O 点在界面上取面元 dA。如果设想 dA 是在第一介质中，则通过它输出的光通量为

$$d\Phi_1 = L_1 dA\cos\theta_1 d\Omega_1 = L_1 dA\cos\theta_1 \sin\theta_1 d\theta_1 d\phi_1$$

但同样也可以设想 dA 是在第二介质中，并设其亮度为L_2。从而算出通过 dA 输出的光通量为：

$$d\Phi_2 = L_2 dA\cos\theta_2 d\Omega_2 = L_2 dA\cos\theta_2 d\theta_2 d\phi_2$$

显然，$d\Phi_1 = d\Phi_2$，从而

$$\frac{L_2}{L_1} = \frac{\cos\theta_1 \sin\theta_1 d\theta_1}{\cos\theta_2 \sin\theta_2 d\theta_2} \tag{1-22}$$

由折射定律 $n_1\sin\theta_1 = n_2\sin\theta_2$，微分之得

$$n_1\cos\theta_1 d\theta_1 = n_2\cos\theta_2 d\theta_2$$

或写成

$$\frac{\cos\theta_1 d\theta_1}{\cos\theta_2 d\theta_2} = \frac{n_2}{n_1}$$

将此代入 L_2/L_1 的表达式，得 $L_2/L_1 = n_2^2/n_1^2$，或写成

$$\frac{L_1}{n_1^2} = \frac{L_2}{n_2^2} \tag{1-23}$$

（三）光束经界面反射时的亮度变化

反射可视为当 $n_2 = n_1$ 时的折射。将此代入上式，得到 $L_2 = L_1$。

总之，无论光束在均匀介质中传播，还是经过任意多次的反射和折射，其任意截面的亮度都满足下式

$$\frac{L_1}{n_1^2} = \frac{L_2}{n_2^2} = \cdots\cdots = \frac{L_k}{n_k^2} = L_0 \tag{1-24}$$

其中 L_0 为一常数，称为光束的折合亮度。当折射率 $n = 1$ 时，折合亮度与实际亮度相等。上式表明，如果不考虑光束在传播过程中的光能损失，则位于同一条光线上所有各点的折合亮度不变。

理想成像时，物点 A 发出的光线均通过像点 A'，于是，物亮度 L 与像亮度 L' 有关系

$$L' = L\left(\frac{n'}{n}\right)^2 \tag{1-25}$$

其中 n 和 n' 分别为物方和像方的折射率。

在实际光学成像系统中，必须考虑光能损失，从而上式变为

$$L' = \tau L\left(\frac{n'}{n}\right)^2 \tag{1-26}$$

其中，τ 为光学系统的透过率。由于 τ 总小于1，所以当物、像空间折射率相同时，像亮度总小于物亮度。

五、象面的照度

（一）轴上象点的照度

设轴上物点 P 的亮度为 L，且各向同性，相应像点 P' 的亮度为 L'。则像面轴上面元 dA' 输出的光通量为

$$\Phi' = \iint_{\Omega'} L' \cos\theta' dA' d\Omega' = \int_0^{2\pi}\int_0^{u'} L' dA' \cos\theta' \sin\theta' d\theta' d\phi'$$

$$= 2\pi L' dA' \int_0^{u'} \cos\theta' \sin\theta' d\theta' = \pi L' dA' (1-\cos^2 u')$$

$$= \pi L' dA' \sin^2 u'$$

其中 u' 为像方孔径角。由此得到光轴附近像面的照度为

$$E_0' = \frac{\Phi'}{dA'} = \pi L' \sin^2 u' \tag{1-27}$$

将物、像亮度之间的关系代入得

$$E_0' = \tau\pi L\left(\frac{n'}{n}\right)^2 \sin^2 u' \tag{1-28}$$

若物、像空间的折射率相同，即 $n = n'$，则

$$E_0' = \tau\pi L \sin^2 u' \tag{1-29}$$

（二）轴外象点与轴上象点照度之间的关系

设物面亮度均匀，且成像是等晕的，如图 2 所示。出瞳就好象一个发光面，照亮像面上每一点。出瞳射向像面上每一点的光束相应于物面上不同点发出的。如果无渐晕，且物面亮度均匀，则出瞳射向不同方向的光束亮度相同。设出瞳直径比其到像面的距离小得多，则可近似利用点光源的公式

$$E' = \frac{I \cdot \cos\alpha}{l^2}$$

由图可知，α 等于像方视场角 ω'。将

$$I = LdA\cos\omega' = I_0\cos\omega'$$

以及

$$l = \frac{l_0}{\cos\omega'}$$

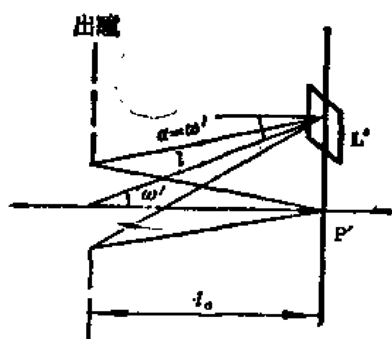


图 1-2 轴外像点与轴上像点照度间的关系

代入，得到

$$E_0 = \frac{LdA\cos^2\omega'}{\left(\frac{l_0}{\cos\omega'}\right)^2} = \frac{LdA}{l^2}\cos^4\omega' \tag{1-30}$$

而轴上点的照度显然为

$$E_0' = \frac{LdA}{l_0^2}$$

由此得到

$$\frac{E'}{E_0'} = \cos^4\omega' \tag{1-31}$$

实际光学系统中往往存在渐晕。此时，设斜光束的通光面积与轴上光束的通光面积之比为 k，则有

$$\frac{E'}{E_0'} = k\cos^4\omega' \tag{1-32}$$

通常 $k<1$。

（三）照相物镜象面的照度和光圈数

照相物镜的作用，是把景物成像在照相底板上。由于一般物距比焦距大得多，所以像近

似在像方焦面上，从而有

$$\sin u' \approx \frac{D}{2f'}.$$

代入像照度的表达式，得到

$$E_0' = \frac{\pi}{4} \cdot \tau L\left(\frac{D}{f'}\right)^2 \qquad (1-33)$$

D/f' 称为物镜的相对孔径。上式表示，照相物镜像面上的照度与相对孔径的平方成正比。所以相对孔径是照相物镜的一个重要特征，一般与物镜一起标注在镜框上。

照相物镜孔径光栏的口径是可变的，由镜圈上的刻度指示。刻度法一般是，每一刻度对应的像面照度依次减半，从而相对孔径按 $1/\sqrt{2}$ 等比变化。但为方便，刻度值并不是相对孔径值，而是相对孔径的倒数，$\left(\frac{f'}{D}\right)$，称为光圈数。

第三节　光度学量的测量 [2] [3]

一、目视光度法

眼睛不能定量估计发光的强弱，但当相邻两视场被同种颜色的光照明时，眼睛却能以很高的精度判断两视场的照度是否相等。因此，目视光度学的方法都归结为将眼睛所观察的两个照度调节为相等。三棱镜光度计就是以最简单的形式利用了这一原理。

如图 1-3 所示，白色三棱镜 ABC 放在涂黑的管子内。光源 S_1 和 S_2 分别照明棱镜的两个对称面 AB 和 AC，眼睛在 O 观察。若两光源都很小，并放得足够远，则可认为它们都是点光源。此时，AB 和 AC 面的照度分别为

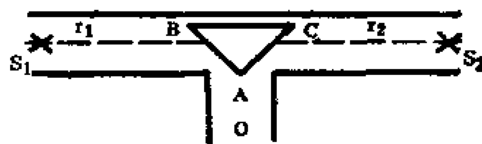


图 1-3　棱镜光度计

$$E_1 = \frac{I_1 \cdot \cos\theta_1}{r_1^2} \qquad E_2 = \frac{I_2 \cdot \cos\theta_2}{r_2^2}$$

其中，I_1、I_2、r_1、r_2 分别为两光源的发光强度和到棱镜的距离，θ_1 和 θ_2 为棱镜两面上的入射角。当 S_1 和 S_2 对称放置时，$\theta_1 = \theta_2 = \theta$。改变两距离之一使两面照度相等，得到

$$\frac{I_1}{I_2} = \frac{r_1^2}{r_2^2} \qquad (1-34)$$

如果其中一个光源作为标准，其发光强度已知，则测出 r_1 和 r_2 之后，即可求得待测光源的发光强度。测量时，为了减小周围物体的反射和散射引起的误差，光源背后和侧面都应放有涂黑的表面。

对于扩展光源，由发光面元 dA 射到面元 dA' 的光通量为

$$d\Phi = L \cdot \frac{dAdA'\cos\theta\cos\theta'}{r^2}$$

其中 r 为两面元之间的距离，θ 和 θ' 分别为光线与二面元法线之间的夹角。

用上述光度计，设被比较的两个光源是两块均匀的小发光面 dS_1 和 dS_2，并将它们放得与光度计轴垂直，从而 $\theta = \theta' = 0$。此时，AB 和 AC 两个面的照度分别为

$$E_1=\frac{d\Phi_1}{dA}=L_1\frac{dA_1\cos\theta}{r_1^2}, \quad E_2=\frac{d\Phi_2}{dA}=L_2\frac{dA_2\cos\theta}{r_2^2}$$

其中 dA 是 AB 和 AC 面的面积，θ 是光线在两面上的入射角。调节 r_1 或 r_2，使 $E_1=E_2$，可得

$$\frac{L_1}{L_2}=\frac{dA_2}{dA_1}\left(\frac{r_1}{r_2}\right)^2 \tag{1-35}$$

于是在测得面积比 dA_2/dA_1 和距离比 r_1/r_2 之后，就可求出二发光面的亮度比。

在较精密的目视光度计中，棱镜 ABC 用陆末-布洛洪立方体代替。它使一个光源照明的视场被另一光源照明的视场所包围。当两照度不等时，两视场的分界线很清楚。而当照度相等时，分界线消失。

调节二视场照度相等的方法不仅可用改变距离达到，而且可用其他附属装置实现。最常用的装置有减光板、光度网、光栏、扇形转盘等等。

二、客观光度法

客观光度法就是用各种检测器代替眼睛来测出所关心的光度学量。这种检测器分别利用光的各种效应，比如，光电效应、光热效应、光化学效应，等等。图 1-4 表示一种光电光度计的原理。S_1 和 S_2 是待比较的两个光源。C_1 和 C_2 是两个相同的光电管。B_1、B_2 是电池。C 是电流计。线路中 E 点接地。当二光电管受光照时，线路电流如图所示。流过电流计的电流为二线路电流之差 I_1-I_2。设光源 S_2 比 S_1 强，则在 S_2 光路上放一减光劈 K。调节 K 使电流计无偏转，则 $I_1-I_2=0$。若此时测得 S_2 向 C_2 投射的光通量被减弱了 k 倍，则有 $\Phi_2=k\Phi_1$，其中 Φ_1 为 S_1 向 C_1 投射的光通量，Φ_2 为 S_2 未经 K 衰减时投射到 C_2 的光通量。由于二光电管对光源所张的立体角相等，从而得到二光源发光强度之比：

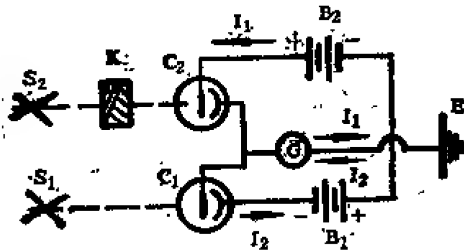


图 1-4 光电光度计原理图

$$\frac{I_1}{I_2}=\frac{\Phi_1}{\Phi_2}=\frac{1}{k} \tag{1-36}$$

为了提高灵敏度，还可用放大器将光电流放大。

由于光电元件的光谱响应有选择性，所以不适合直接用它们解决多色光度学问题。但若利用能量光谱分布已知的光源，则可测量不同波长的光通量之比。为此只须将待测光源的通量与光谱分布已知的光源相应波段的通量比较即可。

要测量照度可用照度计，或称勒克斯计。最简单的照度计是将被测照度与标准灯产生的照度相比较来确定被测照度。

在照明工程中，有时需要测定光源的球面平均发光强度，这可用积分光度计来测量。如图 1-5 所示，一个内部涂白的球形容器，待测光源 S 放在球内。S 的辐射经内壁多次反射后，在窗口 a 上产生一个取决于光源平均发光强度的照度。窗口 a 是一块毛玻璃，用一不透明小屏 A 挡住从光源直射到毛玻璃上的光线。

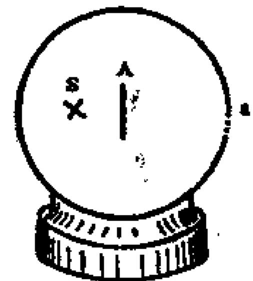


图 1-5 积分光度计

计算表明，球内表面的照度等于

$$E = E_0 + \frac{\rho I_0}{(1-\rho)R_2} \tag{1-37}$$

其中，I_0 为光源的球面平均发光强度，ρ 为容器内壁的反射系数，R 为球的半径，E_0 为光源的直射照度。由于 A 的遮挡，所以在毛玻璃 a 上，$E_0 = 0$，从而

$$E = \frac{\rho I_0}{(1-\rho)R^2}$$

若 ρ 与 R 为已知，则测得 E 后，便可求得光源的球面平均发光强度。

第四节　黑体辐射 [1]

任何物体，只要其温度在绝对零度以上，就向周围发射辐射，这称为温度辐射。黑体是一种完全的温度辐射体，即，任何非黑体所发射的辐射通量都小于同温度下的黑体发射的辐射通量；并且，非黑体的辐射能力不仅与温度有关，而且与表面材料的性质有关。而黑体的辐射能力则仅与温度有关。黑体的辐射亮度在各个方向都相同，即黑体是一个完全的余弦辐射体。

辐射能力小于黑体，但辐射的光谱分布与黑体相同的温度辐射体称为灰体。

一、黑体辐射定律

（一）黑体的积分辐射——斯忒藩-玻耳兹曼定律

此定律用辐射度表示为

$$M_b(T) = \sigma T^4 \ (\text{瓦特/米}^2)$$

其中下标 b 表示黑体辐射，T 为黑体的绝对温度，单位为开尔文（K）。σ 为斯忒藩-玻耳兹曼常数，

$$\sigma = \frac{2\pi^5 k^4}{15 h^3 c^2} = 5.669 \times 10^{-8} (\text{瓦特/米}^2\ \text{开尔文}^4)$$

其中，k 为玻耳兹曼常数，h 为普朗克常数，c 为光速。

由于黑体辐射是各向同性的，所以其辐射亮度与辐射度有关系

$$L = \frac{M}{\pi} \tag{1-39}$$

于是，斯忒藩-玻耳兹曼定律也可以用辐射亮度表示为

$$L_b = \frac{\sigma}{\pi} T^4 (\text{瓦特/米}^2 \cdot \text{球面度}) \tag{1-40}$$

（二）黑体辐射的光谱分布——普朗克辐射定律

此定律用光谱辐射度表示，其形式为

$$M_{\lambda b}(\lambda, T) = \frac{C_1}{\lambda^5 (e^{c_2/\lambda T} - 1)} (\text{瓦特/米}^3) \tag{1-41}$$

其中：第一辐射常数 $C_1 = 2\pi hc_2 = 3.7415 \times 10^{-16}$（瓦特·米^2）

第二辐射常数 $C_2 = \frac{hc}{k} = 1.43879 \times 10^{-2}$（米·开尔文）

黑体的光谱辐射亮度由下式给出：

$$L_{\lambda b} = \frac{M_{\lambda b}}{\pi} \ (\text{瓦特/米}^3 \cdot \text{球面角}) \tag{1-42}$$

图 1-6 给出 $L_{\lambda b}$ 随波长变化的图形。

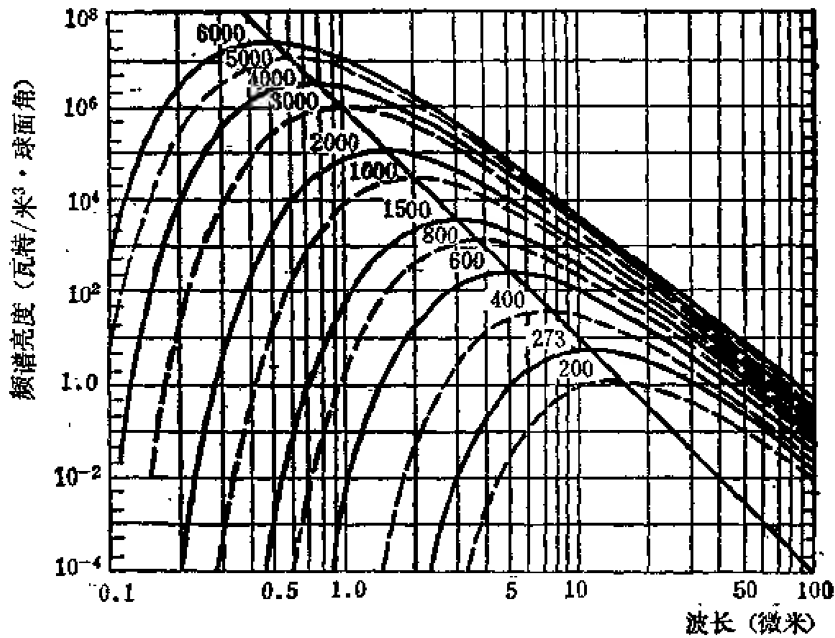


图 1-6 黑体的频谱亮度随波长的变化。每条曲线上都标出黑体的绝对温度。与诸曲线的最大值相交的对角直线表示维恩位移定律。

（三）黑体辐射的近似光谱分布——维恩公式和瑞利-金斯公式：

黑体辐射光谱亮度的维恩和瑞利-金斯公式是在一定温度和波长范围内对普朗克公式的有用近似。维恩公式为

$$L_{\lambda b}=\frac{C_1}{\pi\lambda^5 e^{C_2/\lambda T}} \tag{1-43}$$

当 $e^{C_2/\lambda T}\gg1$ 时，维恩公式与普朗克公式几乎相同，如图 1-7、图 1-8 所示。当 $\lambda T<3000$微米·开尔文时，维恩公式的误差小于1%。

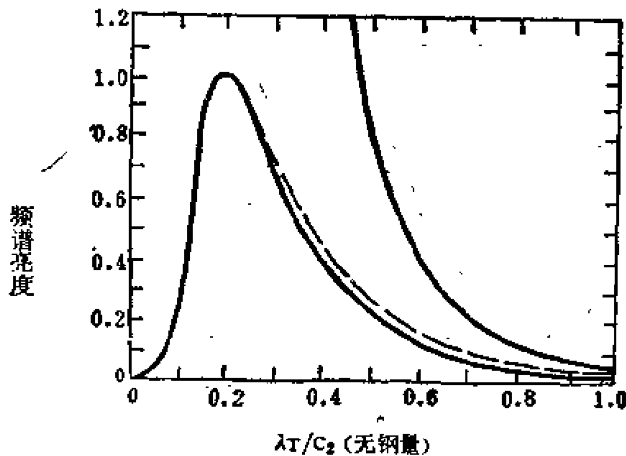


图 1-7　关于黑体辐射光谱亮度的普朗克，维恩，及瑞利-金斯公式的比较

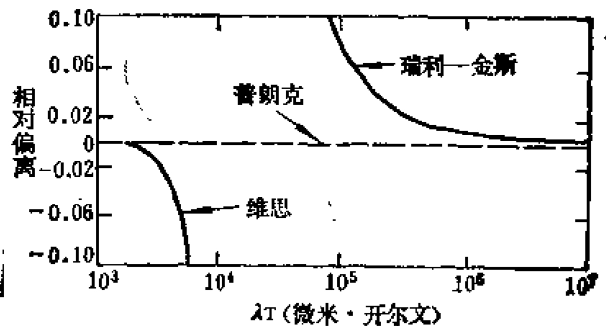


图 1-8　关于黑体光谱亮度的维恩和瑞利-金斯公式与普朗克公式的相对偏离

瑞利-金斯公式为

$$L_{\lambda b}\approx\frac{C_1}{C_2\pi\lambda^4 T} \tag{1-44}$$

其中 C_1 和 C_2 仍为前面的辐射常数。当 $\lambda T\gg C_2$ 时，将普朗克公式中的因子 $e^{C_2/\lambda T}-1$ 幂展

开并仅取第一项 $C_2/\lambda T$，则得到此公式。当 $\lambda T > 7.7\times10^5$ 微米·开尔文时，瑞利-金斯公式的误差小于1%。因为黑体有99.9%以上的能量是在 $\lambda T < 7.7\times10^5$ 微米·开尔文发射的，所以，瑞利-金斯公式仅在紫外、可见、和红外波段才适用。

(四) 维恩位移定律：光谱亮度的最大值 $L_{\lambda_m b}(T)$ 及这个最大值所发生的波长 λ_m，与绝对温度 T 有如下关系

$$\lambda_m T = 2.8978\times10^{-3}\ (\text{米·开尔文})$$

$$L_{\lambda_m b}(\lambda_m, T) = 4.10T^5\times10^{-6}\ (\text{瓦特/米}^3\text{·球面角·开尔文}^5) \tag{1-45}$$

前者称为维恩位移定律。

二、黑体辐射的归一化光谱分布函数与归一化累积光谱分布函数

黑体辐射的普朗克函数与其最大值之比称为黑体辐射的归一化光谱分布函数。这个函数 $f(\lambda T)$ 仅是乘积 λT 的函数

$$f(\lambda T) = L_{\lambda b}\frac{L_{\lambda b}(\lambda, T)}{L_{\lambda b}(\lambda_m, T)} \tag{1-46}$$

对任意给定的 λ 和 T 的组合 λT，这是一个普适函数。

归一化累积光谱分布函数 $F(\lambda T)$ 也是一个普适函数。对任意给定的 λ 和 T 的组合 λT，它描写黑体所辐射的波长小于 λ 的那部分辐射占总辐射的比例：

$$F(\lambda T) = \frac{\int_0^{\lambda} L_{\lambda b}(\lambda, T)d\lambda}{\int_0^{\infty} L_{\lambda b}(\lambda, T)d\lambda} \tag{1-47}$$

显然，$F(\lambda T)$ 是个单调递增函数，随 λT 从零开始增加，$F(\lambda T)$ 也从零开始单调递增到无穷大。图1-9给出 $f(\lambda T)$ 和 $F(\lambda T)$ 的图形。这两个归一化函数使用起来往往比非归一化的普朗克函数更方便。

在有限波长范围 λ_1 到 λ_2 内的黑体辐射亮度可表为

$$\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} L_{\lambda b}(\lambda, T)d\lambda = \frac{\sigma T^4}{\pi}[F(\lambda_2 T) - F(\lambda_1 T)] \tag{1-48}$$

在狭窄波长间隔 $\Delta\lambda$ 内的黑体辐射亮度则为

$$\int_{\lambda_m}^{\lambda_m+\Delta\lambda} L_{\lambda b}(\lambda, T)d\lambda \approx L_{\lambda b}(\lambda_m, T)f(\lambda T)\Delta\lambda \tag{1-49}$$

用 $F(\lambda T)$ 可以得到粗略表示黑体辐射光谱分布的简化公式，这些公式与维恩位移定律的表达式相同。令 $\lambda_{n\%}$ 表示这样的波长，即黑体所发射的 $\lambda < \lambda_{n\%}$ 的辐射所占的比例为 $n\%$，则有

$$T\lambda_{10\%} = 2199\ (\text{微米·开尔文})$$

$$T\lambda_{50\%} = 4105\ (\text{微米·开尔文})$$

$$T\lambda_{90\%} = 9371\ (\text{微米·开尔文})$$

如此可以证明：　$\lambda_{25.004\%} = \lambda_m$，

即，在光谱亮度函数峰值的短波一侧，黑体辐射

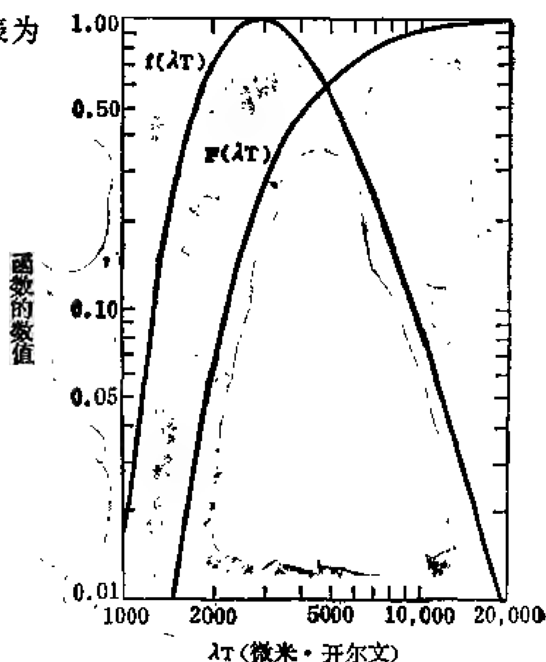


图1-9　黑体辐射的归一化光谱分布 $f(\lambda T)$ 与归一化累积频谱分布 $F(\lambda T)$

约占25%。进而还可求出，使 λT 在与1660到16600范围相应的波长间隔内的辐射约占95.2%。

三、黑体辐射的光度学

（一）黑体的亮度

温度为 T 的黑体的发亮度为

$$L_{vb}(T)=k_{max}\int_0^\infty v(\lambda)L_{e\lambda b}(\lambda,T)d\lambda=6\times10^5\frac{\int_0^\infty v(\lambda)L_{e\lambda b}(\lambda,T)d\lambda}{\int_0^\infty v(\lambda)L_{e\lambda b}(\lambda,2045k)d\lambda}\text{（坎德拉/米}^2\text{）} \tag{1-50}$$

其中2045开尔文是铂的凝固温度。图1-10给出这个函数的图形。

（二）黑体的发光效能

黑体辐射的光效能 k_b 等于其积分亮度与积分辐射亮度之比

$$k_b(T)=\frac{L_{vb}(T)}{\left(\frac{\sigma}{\pi}\right)T^4}\text{（流明/瓦特）} \tag{1-51}$$

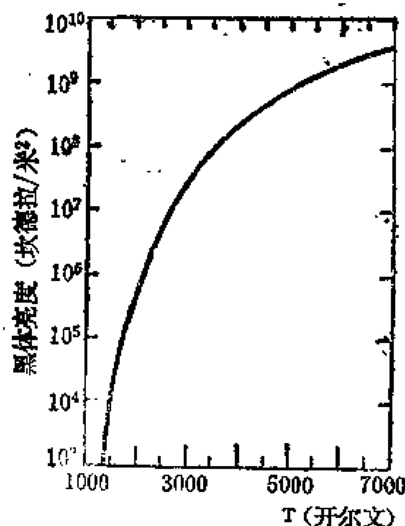


图1-10 黑体亮度 L_{vb} 与其温度的函数关系。

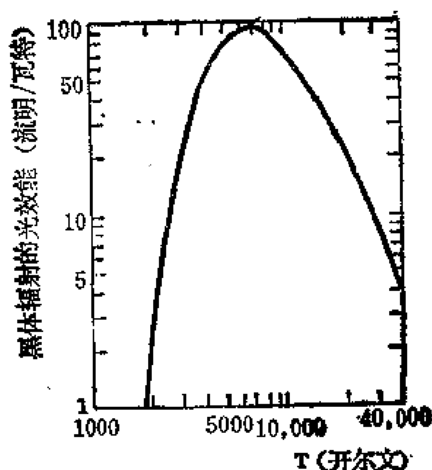


图1-11 黑体辐射的光效能与其温度的函数关系

在大约6600开尔文时，$K_b(T)$ 达到其最大值95流明/瓦特。图1-11给出 $K_b(T)$ 的图形。

（三）温度作为辐射参数

非黑体源的某些辐射性质可用黑体源来近似。使得近似程度最好的黑体温度称为非黑体的等效温度或表观温度。这样近似的好处在于只用一个参数——温度——来确定非黑体源的辐射。但等效温度只能用在满足近似适用的条件下，并且等效温度可与非黑体的真实温度相差很大。下面是几个与等效温度有关的概念。

（1）真实温度：辐射源的真实温度是用与辐射源处于热平衡的适当温度计以开尔文为单位测得的温度。黑体的真实温度是使表示其光谱亮度的普朗克公式精确成立的温度。

（2）辐射温度：非黑体源的辐射温度是同亮度黑体具有的温度。

（3）亮温度：非黑体源的亮温度是在某一狭窄光谱范围内（通常在0.665微米处）同亮度黑体具有的温度。给定亮温度时必须指出相应的波长。

（4）光源的分布温度：一个光源的分布温度是在光谱可见区与它的相对光谱分布相同或近似相同的黑体所具有的温度。

(5) 色温度：光源的色温度是与其有相同色度的黑体具有的温度。多数热辐射体，比如白炽灯的灯丝，其辐射在可见波段基本上是非选择性的，所以这种光源的色度可与黑体的色度符合得很好。

(6) 相关色温度：光源的相关色温度是与其色度大体相像的黑体具有的温度。对选择性辐射源，可以确定其相关色温度。

四、发射率与吸收比

(一) 发射率

温度辐射体的辐射通量密度（辐射度）与其温度及表面材料的性质有关，而与其过去的历史无关。黑体是理想辐射体，其辐射度仅与其温度有关。

发射率表示一个给定温度的辐射源的辐射度与同温度黑体的辐射度之比，定义为

$$\varepsilon(\lambda)=\frac{M_\lambda(\lambda)}{M_{\lambda b}(\lambda)} \tag{1-52}$$

方向发射率定义为

$$\varepsilon(\theta,\phi)=\frac{L(\theta,\phi)}{L_b} \tag{1-53}$$

其中 $L(\theta,\phi)$ 是给定面元在 (θ,ϕ) 方向的亮度，L_b 是同温度黑体的亮度。

还可以定义给定面元在 (θ,ϕ) 方向及在波长 λ 的光谱方向发射率

$$\varepsilon(\lambda;\theta,\phi)=\frac{L_\lambda(\lambda;\theta,\phi)}{L_{\lambda b}(\lambda)} \tag{1-54}$$

这三种发射率有下述明显的关系：

$$\varepsilon=\frac{1}{M_b}\int_0^\infty L_{\lambda b}\int_0^{2\pi}\int_0^{\pi/2}\varepsilon(\lambda;\theta,\phi)\cos\theta\sin\theta\,d\theta d\phi d\lambda;$$

$$\varepsilon(\lambda)=\frac{1}{\pi}\int_0^{2\pi}\int_0^{\pi/2}\varepsilon(\lambda;\theta,\phi)\cos\theta\sin\theta\,d\theta d\phi;$$

$$\varepsilon(\theta,\phi)=\frac{\pi}{M_b}\int_0^\infty\varepsilon(\lambda;\theta,\phi)d\lambda$$

对均匀散射光谱选择面元：　$\varepsilon(\lambda;\theta,\phi)=\varepsilon(\lambda)$

对方向选择灰体面元：　$\varepsilon(\lambda;\theta,\phi)=\varepsilon(\theta,\phi)$

对均匀散射灰体面元：　$\varepsilon(\lambda;\theta,\phi)=\varepsilon$

(二) 吸收比

当辐射通量入射到一个表面上或介质中时，将发生三种过程：吸收、反射和透射。表面的吸收比定义为

$$\alpha=\frac{E_a}{E_i} \tag{1-55}$$

其中 E_i 是表面的照度，E_a 是被吸收的部分。

光谱吸收比定义为

$$\alpha(\lambda)=\frac{E_{\lambda a}(\lambda)}{E_{\lambda i}(\lambda)} \tag{1-56}$$

方向吸收比定义为

$$\alpha(\theta,\phi)=\frac{L_a(\theta,\phi)}{L_i(\theta,\phi)} \tag{1-57}$$

其中 $L_i(\theta,\phi)$ 是沿 (θ,ϕ) 方向入射到表面上的亮度，而 $L_a(\theta,\phi)$ 则是被吸收的部分。

同样还可定义光谱方向吸收比

$$\alpha(\lambda;\theta,\phi)=\frac{L_{\lambda a}(\lambda;\theta,\phi)}{L_i(\lambda;\theta,\phi)} \tag{1-58}$$

$\alpha,\alpha(\lambda)$ 以及 $\alpha(\theta,\phi)$ 与入射辐射及吸收表面的方向和光谱特性有关；而 $\alpha(\lambda;\theta,\phi)$ 则只表征吸收表面的性质。对于一给定的入射辐射，只要该辐射没有改变 $\alpha(\lambda;\theta,\phi)$ 的值（比如，辐射没有将表面烤焦），则可由 $\alpha(\lambda;\theta,\phi)$ 确定 $\alpha,\alpha(\lambda)$ 以及 $\alpha(\theta,\phi)$。

这三个量也有下述显然的关系：

$$\alpha=\frac{1}{E_i}\int_0^\infty\int_0^{2\pi}\int_0^{\pi/2}L_{\lambda i}\alpha(\lambda;\theta,\phi)\cos\theta\sin\theta\,d\theta d\phi d\lambda$$

$$\alpha(\lambda)=\frac{1}{E_{\lambda i}}\int_0^{2\pi}\int_0^{\pi/2}L_{\lambda i}\alpha(\lambda;\theta,\phi)\cos\theta\sin\theta\,d\theta d\phi$$

$$\alpha(\theta,\phi)=\frac{1}{L_i}\int_0^\infty L_{\lambda i}\alpha(\lambda;\theta,\phi)d\lambda$$

对均匀散射光谱选择面： $\alpha(\lambda;\theta,\phi)=\alpha(\lambda)$

对方向选择光谱非选择面： $\alpha(\lambda;\theta,\phi)=\alpha(\theta,\phi)$

对均匀散射光谱非选择面： $\alpha(\lambda;\theta,\phi)=\alpha$

（三）基尔霍夫定律

基尔霍夫定律是位于等温封闭黑体腔内的物体与腔处于热平衡时，其发射与吸收之间能量平衡的必然结果。因为这种腔内的辐射场是各向同性的，所以物体的光谱方向发射率与光谱方向吸收比相等，即

$$\varepsilon(\lambda;\theta,\phi)=\alpha(\lambda;\theta,\phi)$$

该方程对辐射的每一偏振分量都成立。若要它对全部入射通量成立，入射通量的各偏振分量必须相等。

对各向均匀入射辐射，即 $L_{\lambda i}(\lambda;\theta,\phi)=L_{\lambda i}(\lambda)$，以及均匀吸收发射表面，有

$$\varepsilon(\lambda)=\alpha(\lambda)$$

而对各向非均匀入射辐射，即 $L_{\lambda i}(\lambda;\theta,\phi)=k(\theta,\phi)L_{\lambda b}(\lambda)$，其中 $0\leqslant k(\theta,\phi)\leqslant 1$ 是个任意函数，以及各向异性灰吸收-发射面，有

$$\varepsilon(\theta,\phi)=\alpha(\theta,\phi)$$

对于：①各向同性灰入射辐射，②各向同性辐射入射到灰表面上，③灰辐射入射到散射面上，④散射-灰表面，有

$$\varepsilon=\alpha$$

五、反射比

（一）反射比

一个表面或介质对一给定入射通量的反射率定义为反射通量与入射通量之比。不透明面元的反射比定义为

$$\rho=\frac{M_r}{E_i} \tag{1-59}$$

其中 E_i 是（入射）照度，M_r 是由反射造成的辐射度。

光谱反射比定义为

$$\rho(\lambda)=\frac{M_{\lambda r}(\lambda)}{E_{\lambda i}(\lambda)} \tag{1-60}$$

可以用入射亮度与反射亮度表示不透明面的反射比：

$$\rho=\frac{\int_0^{\infty}\int_0^{2\pi}\int_0^{\pi/2}L_{\lambda r}\cos\theta_r\sin\theta_r d\theta_r d\phi_r d\lambda}{\int_0^{\infty}\int_0^{2\pi}\int_0^{\pi/2}L_{\lambda i}\cos\theta_i\sin\theta_i d\theta_i d\phi_i d\lambda}=\frac{\int_0^{\infty}\int_{2\pi球面度}L_{\lambda r}d\Omega_r d\lambda}{\int_0^{\infty}\int_{2\pi球面度}L_{\lambda i}d\Omega_i d\lambda} \tag{1-61}$$

其中 $L_{\lambda i}$ 是沿方向 (θ_i,ϕ_i) 入射的光谱亮度；而 $L_{\lambda r}$ 是沿方向 $(\theta_r、\phi_r)$ 反射的光谱亮度，以及

$$\int_{2\pi球面度}L(\theta,\phi)d\Omega\equiv\int_0^{2\pi}\int_0^{\pi/2}L(\theta,\phi)\cos\theta\sin\theta\, d\theta d\phi \tag{1-62}$$

(二) 双向光谱反射分布函数

反射光谱亮度 $L_{\lambda r}$ 由入射光谱亮度及表面的方向光谱反射特性给出：

$$L_{\lambda r}=\int_{2\pi球面度}L_{\lambda i}f_r d\Omega_i$$

f_r 叫作面元的双向光谱反射分布函数，定义为

$$f_r(\lambda;\theta_i,\phi_i;\theta_r,\phi_r)=\frac{dL_{\lambda r}}{L_{\lambda i}d\Omega_i}\quad (球面度^{-1})$$

该定义式中的分母是沿方向 $(\theta_i\ \phi_i)$ 入射的准直光束的光谱照度，而分子 $dL_{\lambda r}(\lambda;\theta_i,\phi_i;\theta_r,\phi_r)$ 是光束对净反射光谱亮度 $L_{\lambda r}(\lambda;\theta,\phi)$ 的元贡献。于是，反射比 ρ 可用入射辐射及面元的反射性质表示为

$$\rho=\frac{\int_0^{\infty}\int_{2\pi球面度}L_{\lambda i}f_r d\Omega_i d\Omega_r d_{\lambda}}{\int_0^{\infty}\int_{2\pi球面度}L_{\lambda i}d\Omega_i d\lambda} \tag{1-63}$$

(三) 部分反射比

当仅考虑所指定的一部分入射和反射辐射时，将用到部分反射比。部分反射比 $\rho(\lambda;\omega_i;\omega_r)$ 定义为：由一个在立体角 ω_i 中的被照表面反射而产生的在立体角 ω_r 中和波带 $\Delta\lambda$ 内的辐射度与其相应照度之比

$$\rho(\Delta\lambda;\omega_i;\omega_r)=\frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2}\int_{\omega_r}\int_{\omega_i}L_{\lambda i}f_r d\Omega_i d\Omega_r d\lambda}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2}\int_{\omega_i}L_{\lambda i}d\Omega_i d\lambda} \tag{1-64}$$

其中 $\Delta\lambda$ 表示从 λ_1 到 λ_2 这一波带。

按照这样分类，可有 27 种部分反射比。因为就入射光束的方向分布来说，可分为定向的、圆锥形的和半球形的三种；就反射光束的方向分布来说，也有上述三种分类；再就光谱分布来说，又可分为单频的、宽带的和总的三种。比如，锥形半球单频反射比，也可表为 $\rho(\lambda;\omega_i)$，则为

$$\rho(\lambda;\omega_i;2\pi)=\frac{\int_{2\pi球面度}\int_{\omega_i}L_{\lambda i}f_r d\Omega_i d\Omega_r}{\int_{\omega_i}L_{\lambda i}d\Omega_i} \tag{1-65}$$

而单向圆锥总反射比则为

$$\rho(\theta_i,\phi_i;\omega_r)=\frac{\int_0^\infty\int_{\omega_r}L_{\lambda i}f_r d\Omega_r d\lambda}{\int_0^\infty L_{\lambda i}d\lambda}\tag{1-66}$$

圆锥单向宽带反射比是下式给出的一个微分量

$$d^2\rho(\Delta\lambda;\omega_i;\theta_r,\phi_r)=\frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2}\int_{\omega_i}L_{\lambda i}f_r d\Omega_i d\lambda\cos\theta_r\sin\theta_r d\theta_r d\phi_r}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2}\int_{\omega_i}L_{\lambda i}d\Omega_i d\lambda}\tag{1-67}$$

当入射辐射与反射辐射的空间分布相同时，则在反射比的名称中，或者只用入射的或者只用反射的几何特征表示（双定向、双半球或双圆锥等）。当由上下文中已清楚所指的反射比属于哪一种时，其名称还可进一步简化。

上述 27 种反射比中，大多数都既表示入射辐射的光谱方向特征，又表示反射面的光谱方向特征。一个重要的例外是单向半球单频反射比 $\rho(\lambda;\theta_i,\phi_i;2\pi)$，也叫作单向单频反射比，或单向反射比，由下式给出

$$\rho(\lambda;\theta_i,\phi_i;2\pi)=\int_{2\pi\text{球面度}}f_r d\Omega_r\tag{1-68}$$

它与入射辐射的特性无关，而仅仅表征反射面的特性。所以对给定的反射面，描写这个反射比的数据应用最广。

（四）反射因数

不透明面元的反射因数 R 定义为，该面元在给定照度下由反射产生的辐射度与一个同样照度下的完全漫射面产生的辐射度之比，一般表示为

$$R(\Delta\lambda;\omega_i;\omega_r)=\frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2}\int_{\omega_r}\int_{\omega_i}L_{\lambda i}f_r d\Omega_i d\Omega_r d\lambda}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2}\int_{\omega_r}\int_{\omega_i}L_{\lambda i}\frac{1}{\pi}d\Omega_i d\Omega_r d\lambda}\tag{1-69}$$

其中 f_r 和 $\left(\frac{1}{\pi}\right)$球面度$^{-1}$ 分别是所述面元和完全漫射面的双向光谱反射分布函数。

（五）反射互易性

粗略地说，反射互易性是指，对一给定面元，将照明光源与接收器互换位置前后所测得的反射比相同。双向光谱反射分布函数关于入射方向与反射方向是对称的，即

$$f_r(\lambda;\theta_i,\phi_i;\theta_r,\phi_r)=f_r(\lambda;\theta_r,\phi_r;\theta_i,\phi_i)\tag{1-70}$$

上式左边的函数表示原来测量的结果，右边的函数则表示交换光源与接收器的位置后测量的结果，因此等号两边的第一对角变数都表示入射方向，而第二对角变数都表示反射方向。

对设计用以测量单向半球单频反射比（单向反射比）$\rho(\lambda;\theta_i,\phi_i)$的半球反射计来说，下述互易关系是很重要的：

$$\rho(\lambda;\theta_i,\phi_i)=R(\lambda;\theta_r,\phi_r)\tag{1-71}$$

其中，方向(θ_i,ϕ_i)与方向(θ_r,ϕ_r)相同。当面元沿方向(θ_i,ϕ_i)被照明，而在整个半球面上收集其反射时，反射比 $\rho(\lambda;\theta_r,\phi_r)$适用；而当面元被整个半球面方向来的辐射照明，仅在方向(θ_r,ϕ_r)上收集其反射时，反射因数 $R(\lambda;\theta_r,\phi_r)$适用。要互易关系有效，必须在各向同性入射下测量 $R(\lambda;\theta_r,\phi_r)$。

在关于入射辐射和反射面不同的光谱方向特性假定下，还可写出其他互易关系。

（六）漫反射

一个沿（θ_i,ϕ_i）方向被照明的均匀漫反射面，在一切方向（θ_r,ϕ_r）上都以均匀的亮度反射。对这种面，其双向光谱反射分布函数与单向半球单频反射比有如下关系：

$$f_r(\lambda;\theta_i,\phi_i;\theta_r,\phi_r)=\frac{1}{\pi}\rho(\lambda;\theta_i,\phi_i) \tag{1-72}$$

如果除此之外，表面的反射亮度还与被照射的方向无关，则 f_r 与单频反射比，即双半球单频反射比 $\rho(\lambda)$ 有下述关系。

$$f_r(\lambda;\theta_i,\phi_i;\theta_r,\phi_r)=\frac{1}{\pi}\rho(\lambda) \tag{1-73}$$

如果再加上表面是光谱非选择性的，则有

$$f_r(\lambda;\theta_i,\phi_i;\theta_r,\phi_r)=\frac{\rho}{\pi} \tag{1-74}$$

其中 ρ 为表面的反射比，即双半球反射比。如果表面为完全的均匀漫射面，则 $\rho=1$，从而有

$$f_r(\lambda;\theta_i,\phi_i;\theta_r,\phi_r)=\frac{1}{\pi} \tag{1-75}$$

（七）镜面反射

对镜面反射，入射光线与反射光线有一一对应关系。入射光线、反射光线以及过入射点的镜面法线，三者位于同一个平面内，且入射方向（θ_i,ϕ_i）与反射方向（θ_r,ϕ_r）有下述关系

$$\theta_r=\theta_i\ \text{（反射角等于入射角）} \tag{1-76}$$

$$\phi_r=\phi_i+\pi$$

满足（θ_r,ϕ_r）$=(\theta_i,\phi_i+\pi)$ 的角度 θ_r 叫作镜面反射角。反射光线的光谱亮度 $L_{\lambda r}(\lambda;\theta_r,\phi_r)$ 与入射光线的光谱亮度 $L_{\lambda i}(\lambda;\theta_i,\phi_i)$ 和表面的单向单频反射比 $\rho(\lambda;\theta_i,\phi_i)$ 有如下关系

$$L_{\lambda r}(\lambda;\theta_r,\phi_r)=L_{\lambda i}(\lambda;\theta_r,\phi_r-\pi)\rho(\lambda;\theta_r,\phi_r-\pi) \tag{1-77}$$

其中 $\rho(\lambda;\theta_i,\phi_i)$ 是可测量的表面性质。如果镜面是各向同性的，则

$$\rho(\lambda;\theta_i,\phi_i)=\rho(\lambda) \tag{1-78}$$

如果此外，表面还是光谱非选择性的，则有

$$\rho(\lambda;\theta_i,\phi_i)=\rho \tag{1-79}$$

对完全镜面反射体，$\rho=1$，从而

$$\rho(\lambda;\theta_i,\phi_i)=1 \tag{1-80}$$

镜面的双向光谱反射分布函数为

$$f_r(\lambda;\theta_i,\phi_i,\theta_r,\phi_r)=2\rho(\lambda;\theta_i,\phi_i)\delta(\sin^2\theta_r-\sin^2\theta_i)\delta(\phi_r-\phi_i+\pi) \tag{1-81}$$

其中最右边的两个因子是狄拉克 δ-函数，其定义为：

(i) $\delta(u)=0$，当 $u\neq 0$ 时

(ii) $\int f(u)\delta(u)du=f(0)$

其中积分对变数的全部变化范围进行。

六、透射比

透射一般指入射通量从表面或介质的另一侧出射的过程。一个介质的透射比为透射通量

与入射通量之比。面元的透射比定义为

$$\tau=\frac{M_t}{E_i} \tag{1-82}$$

其中，E_i为入射照度，M_t为从面元另一侧的透射发射度。

光谱透射比定义为

$$\tau=\frac{M_{\lambda t}(\lambda)}{E_{\lambda i}(\lambda)} \tag{1-83}$$

透射比τ可用入射亮度与透射亮度表示为

$$\tau=\frac{\int_0^\infty\int_{2\pi\text{球面度}}L_{\lambda t}d\Omega_t d\lambda}{\int_0^\infty\int_{2\pi\text{球面度}}L_{\lambda i}d\Omega_i d\lambda} \tag{1-84}$$

其中$L_{\lambda i}$表示沿方向（θ_i,ϕ_i）的入射光线的光谱亮度$L_{\lambda i}(\lambda;\theta_i,\phi_i)$；而$L_{\lambda t}$则表示沿方向($\theta_t$，$\phi_t$）的透射光线的光谱亮度$L_{\lambda t}$（$\lambda;\theta_t,\phi_t$）；$d\Omega_i$表示

$$d\Omega_i\equiv\cos\theta_i d\omega_i=\cos\theta_i\sin\theta_i d\theta_i d\phi_i$$

其中$d\omega_i$为顶点在透射面元上且包含方向（θ_i,ϕ_i）的立体角元，$d\Omega_i$为相应的投影立体角元；同样，

$$d\Omega_t=\cos\theta_t\sin\theta_t d\theta_t d\phi_t$$

表示包含方向（θ_t,ϕ_t）的立体角元，2π球面度表示对包含在覆盖面元的半球内的所有方向（θ,ϕ）积分。

对于有耗单面透射，薄板或薄壳透射，可以认为透射光线实际上自入射点出射。此时可经验地引入双向光谱透射分布函数f_t的概念，定义为

$$f_t(\lambda;\theta_i,\phi_i;\theta_t,\phi_t)=\frac{dL_{\lambda t}}{L_{\lambda i}d\Omega_i}\ (\text{球面度}^{-1}) \tag{1-85}$$

这与双向光谱反射分布函数类似。此外，还可定义一个与部分反射比类似的部分透射比

$$\tau(\Delta\lambda;\omega_i,\omega_t)=\frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2}\int_{\omega_t}\int_{\omega_i}L_{\lambda i}f_t d\Omega_i d\Omega_t d\lambda}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2}\int_{\omega_i}L_{\lambda i}d\Omega_i d\lambda} \tag{1-86}$$

其中，下标ω_t表示对包含在立体角ω_t中的所有方向（θ_t、ϕ_t）积分。一般情况下，τ既与$L_{\lambda i}$有关，也与f_t有关。

一个均匀漫射面，当沿方向（θ_i,ϕ_i）被照射时，将在一切方向（θ_t,ϕ_t）以均匀的亮度透射。对这种面，有

$$f_t(\lambda;\theta_i,\phi_i;\theta_t,\phi_t)=\frac{1}{\pi}\tau(\lambda;\theta_i,\phi_i) \tag{1-87}$$

其中$\tau(\lambda;\theta_i,\phi_i)$为表面的单向单频反射比。如果此外，表面的透射亮度还与被照明的方向无关，则有

$$f_t(\lambda;\theta_i,\phi_i;\theta_t,\phi_t)=\frac{1}{\pi}\tau(\lambda) \tag{1-88}$$

如果表面又是光谱非选择性的，则有

$$f_t(\lambda;\theta_i,\phi_i;\theta_t,\phi_t)=\frac{\tau}{\pi} \tag{1-89}$$

对完全均匀漫射面，$\tau=1$。

规则透射指的是，入射通量通过表面或介质无散射。对一个规则透射面，入射光线与透射光线有一一对应关系，且每一入射光线的方向与相应透射光线的方向由折射的斯涅尔定律相联系。透射光线的光谱亮度和入射光线的光谱亮度与表面的单向单频透射比有如下关系：

$$L_{\lambda t}(\lambda;\theta_t,\phi_t)=L_\lambda(\lambda;\theta_i,\phi_i)\tau(\lambda;\theta_i,\phi_i) \tag{1-90}$$

七、发光反射比与透射比

（一）反射比与透射比

下面的关系式中，下标 v 表示光度学量，e 表示辐射度学量。

$$L_{v\lambda i}(\lambda;\theta_i,\phi_i)=k(\lambda)L_{e\lambda i}(\lambda;\theta_i,\phi_i) \tag{1-91}$$

其中 $k(\lambda)$ 是入射通量的光谱光效能。

$$\rho_v=\frac{M_{vr}}{E_{vi}} \tag{1-92}$$

$$\rho_v(\omega_i;\omega_r)=\frac{\int_{380\text{毫微米}}^{780\text{毫微米}}\int_{\omega_r}\int_{\omega_i}L_{v\lambda i}f_r d\Omega_i d\Omega_r d\lambda}{\int_{380\text{毫微米}}^{780\text{毫微米}}\int_{\omega_i}L_{vi}d\Omega_i d\lambda} \tag{1-93}$$

$$\tau_v=\frac{M_v^t}{E_v^i} \tag{1-94}$$

$$\tau_v(\omega_i,\omega_t)=\frac{\int_{380\text{毫微米}}^{780\text{毫微米}}\int_{\omega_t}\int_{\omega_i}L_{v\lambda i}f_t d\Omega_i d\Omega_t d\lambda}{\int_{380\text{毫微米}}^{780\text{毫微米}}\int_{\omega_i}L_{v\lambda i}d\Omega_i d\lambda} \tag{1-95}$$

其中，f_r 和 f_t 分别是给定表面的双向光谱反射和双向光谱透射分布函数。

（二）发光因数

发光因数 β 为在规定的入射、观察、以及光源条件下，某一表面或介质的发光亮度与同样条件下的完全反射（或透射）完全漫射表面或介质的发光亮度之比。

对反射面，有

$$\beta=\frac{\int_{380\text{毫微米}}^{780\text{毫微米}}\int_{\omega_i}L_{v\lambda i}f_r d\Omega_i d\lambda}{\int_{380\text{毫微米}}^{780\text{毫微米}}\int_{\omega_i}L_{v\lambda i}\frac{1}{\pi}d\Omega_i d\lambda} \tag{1-96}$$

八、吸收比、透射比、反射比之间的关系

当某一通量入射到一个表面或介质上时，将发生三种过程：吸收、反射和透射。对于入射到一个半透明面上的照度 E_i，有

$$E_i=E_a+E_\rho+E_\tau$$

式中：

E_a——E_i 中被吸收的部分；

E_r——E_i 中被反射的部分；

E_τ——E_i 中被透射的部分。

用 E_i 除上式两边，得

$$\alpha+\rho+\tau=1 \tag{1-97}$$

同样可得

$$\alpha(\lambda)+\rho(\lambda)+\tau(\lambda)=1$$

$$\alpha(\lambda;\theta_i,\phi_i)+\rho(\lambda;\theta_i,\phi_i)+\tau(\lambda;\theta_i,\phi_i)=1 \tag{1-98}$$

当满足基尔霍夫定律成立的条件时，上式中的吸收比可用发射比代替，从而有

$$\varepsilon(\lambda;\theta_i,\phi_i)+\rho(\lambda;\theta_i,\phi_i)+\tau(\lambda;\theta_i,\phi_i)=1 \tag{1-99}$$

参 考 文 献

[1] Driscoll, W. G. , Vaughan, W. , Sponsered by OSA, Handbook of Optics, McGaw-*Llill* Book co. , New York, p. 1-1—30(1978).

[2] 复旦大学电光源实验室，电光源原理，上海科技出版社(1977).

[3] 希什洛夫斯基，A. A. 著，水永安等译，应用物理光学（中册），人民教育出版社(1964).

[4] 母国光，战元龄，光学，人民教育出版社，120—147页(1978).

第二章　色　度　学

色度学中所应用的方法和工具，都是以目视颜色匹配定律和国际上一致采用的标准为基础的。国际照明委员会（CIE），通过其色度学委员会，推荐了色度学方法和基本的标准。色度学委员会的成员来自世界各地。

本章大量引用目前CIE所推荐的色度学方法和标准，同时也包括一些其他有关色度学的重要数据。

第一节　基础色度学概念

下面所列出的色度学概念是一些基础的和最常用的概念。在“国际照明词汇表”①中有比较详细的介绍。这些概念分为两类：心理学概念和心理物理学概念。颜色的心理学概念指的是颜色知觉，一个独立的观察者能够应用这类概念的术语来描述他的颜色知觉。颜色的心理物理学概念指的是一个光度场的颜色与另一个光度场颜色之间的匹配，它们之间的相似性以及差别的程度。

一、心理学概念

颜色

它是目视知觉的一种属性，凭借这种属性，一个观察者可以识别两个同样大小、同样形状和同样结构的视场之间的差别，例如这种差别可以由与观察有关的辐射光谱成分之间的差别所引起。在这个意义上，颜色这一术语往往称为知觉色，以区别在心理物理学意义上所使用的颜色术语。

色调

它是目视知觉的一种特性，凭借这种特性，可以给出颜色名称，例如蓝、绿、黄、红、紫等。

饱和度

它是目视知觉的一种特性，凭借这种特性，可以判断纯彩色（具有一种色调的知觉色）在总的色知觉中的比例。

色度

它是由色调和饱和度组成的目视知觉的一种特性。

彩度

它是目视知觉的一种特性，凭借这种特性，可以判断纯彩色（具有一种色调的知觉色）的量，而不管彩色（不是由一种色调组成的知觉色）的总量。对于同样明度和色调的颜色，饱和度和彩度的间隔是相等的。在一系列恒定饱和度的知觉色中，彩度随着明度增加而增加。

亮度

它是目视知觉的一种特性，凭借这种特性，可以将一块作为自发光的面积，按无彩度色的系列，从非常暗到非常亮分成等价的若干部分。

明度

它是目视知觉的一种特性，凭借这种特性，可以将一个非自发光物体，按无彩度物体色的系列，对漫射体从黑到白的范围，对规则透射物体从完全吸收到完全透明或无色的范围，分成等价的若干部分。

二、心理物理学概念

颜色

目视刺激的一种特征，凭借这种特性，一个观察者可以识别两个同样大小、同样形状和结构的视场之间的差别，例如这种差别可以由与观察有关的刺激的光谱成分之间的差别所引起。在这个意义上，颜色这一术语往往称为心理物理学色，以区别在知觉色意义上所使用的颜色。心理物理学色由进入眼睛的辐射的三刺激值所确定。

颜色刺激

进入人眼并能产生一个颜色感觉的给定光谱成分的辐射通量。

原色

三种参考光的颜色，用这三种颜色进行加法混合，可以产生几乎所有的其他颜色。通常选红、绿、蓝作为这三种色。按照加法混色的规律，没有任何一组真实的原色，能够做到如下这点，即用这组原色的正量的加法混合来得到所有的真实的颜色。

三刺激值

用加法混合给出与目标色调匹配的颜色所需要的三种原色的量。

颜色-匹配函数

对于三个给定的原色，等辐射通量的单色刺激的三刺激值，它们是波长的函数。

色度坐标

颜色的每一三刺激值对它们总和的比例。一种颜色的色度点是由它的色度坐标所确定的刺激的颜色性质。一种以两个色度坐标为坐标轴的图称为色度图。在这种图中，一个颜色的色度由一个色度点表示。

主波长

一种单色波长，当以适当的比例按加法规律与规定的无彩度色调混合，可以产生与目标色调匹配的色。

补色波长

一种单色波长，当以适当的比例按加法规律与目标色调混合，可以产生与规定的无彩度色调匹配的色。每一种颜色不是有它的主波长，就是有它的补色波长。某些色既有补色波长也有主波长，但不是所有的色都如此。

兴奋纯度

在色度图上两个长度之比。第一个长度是一个规定的无彩度色的色度与所研究色的色度点之间的距离，第二个长度是沿着同一方向在同样的意义下，从第一个点到色度图上真实色的边界点之间的距离。

同色异谱色

三刺激值相同但辐射通量光谱分布不同的两个颜色刺激。

第二节　CIE色度学系统

按照对正常色觉观察者有效的三刺激值来取得颜色规范，是色度学的主要目标。为此，一个理想观察者的颜色-匹配性质由两组三个独立的波长函数来确定，这两组函数是对两个不同的颜色匹配视场而言的，都是理想观察者的颜色匹配函数。按照定义，理想观察者所做的颜色匹配是严格按照加色混合定律进行的，同时它的匹配要满足颜色匹配的持久性原理，即一个颜色的匹配，并不因事先对白光或有色光进行曝光而受到影响，也不因进行匹配的眼睛的各种不同的光适应而受到影响。

CIE色度学系统还包括施照体、光源和反射率标准的规范，以及计算给定颜色刺激函数的三刺激值和色度坐标的方法规范。CIE色度学系统的详细资料可参阅文献[2-5]。

一、CIE 1931标准色度观察者

CIE 1931标准色度观察者的颜色匹配性质，由光谱三刺激值（颜色匹配函数）$\bar{x}(\lambda)$，$\bar{y}(\lambda)$，$\bar{z}(\lambda)$所规定，5毫微米间隔的数据列于表2-1，并由图2-1示出。这些函数用于观察者眼睛对目视颜色匹配视场的张角为1°—4°之间的场合。

光谱三刺激值$\bar{x}(\lambda)$，$\bar{y}(\lambda)$，$\bar{z}(\lambda)$是由一组参考刺激（原色）X，Z，Y得来的。而后者并不是真实色，所以这样选择的理由是为了色度学计算的方便。

$\bar{y}(\lambda)$函数与$v(\lambda)$函数相同，而后者是用来确定光度学中标准观察者的明视觉亮度效率函数（白昼视觉光效率函数）的。

单色刺激的色度坐标$x(\lambda)$，$y(\lambda)$，$z(\lambda)$按下述比例从$\bar{x}(\lambda)$，$\bar{y}(\lambda)$，$\bar{z}(\lambda)$导出：

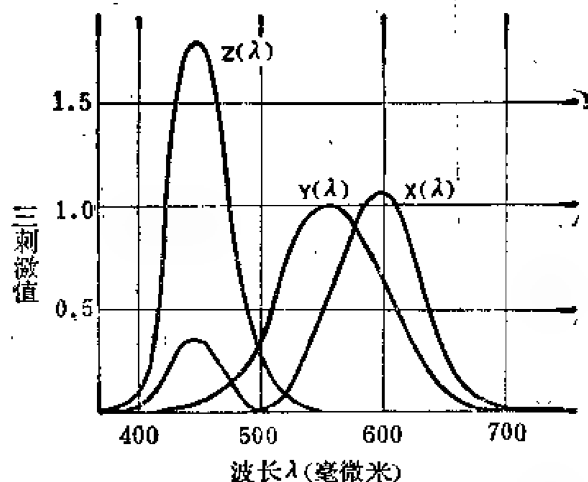


图2-1 CIE 1931标准色度观察者的光谱三刺激值（颜色匹配函数）$\bar{x}(\lambda)$，$\bar{y}(\lambda)$，$\bar{z}(\lambda)$

表 2-1　定义CIE 1931标准色度观察者的光谱三刺激值及由此导出的色度坐标

λ	光谱三刺激值			色度坐标		
(毫微米)	$\bar{x}(\lambda)$	$\bar{y}(\lambda)$	$\bar{z}(\lambda)$	$x(\lambda)$	$y(\lambda)$	$z(\lambda)$
380	0.0014	0.0000	0.0065	0.1741	0.0050	0.8209
385	0.0022	0.0001	0.0105	0.1740	0.0050	0.8210
390	0.0042	0.0001	0.0201	0.1738	0.0049	0.8213
395	0.0076	0.0002	0.0362	0.1736	0.0049	0.8215
400	0.0143	0.0004	0.0679	0.1733	0.0048	0.8219
405	0.0232	0.0006	0.1102	0.1730	0.0048	0.8222
410	0.0435	0.0012	0.2074	0.1726	0.0048	0.8226
415	0.0776	0.0022	0.3713	0.1721	0.0048	0.8231
420	0.1344	0.0040	0.6456	0.1714	0.0051	0.8235
425	0.2148	0.0073	1.0391	0.1703	0.0058	0.8239
430	0.2839	0.0116	1.3856	0.1689	0.0069	0.8242
435	0.3285	0.0168	1.6230	0.1669	0.0086	0.8245
440	0.3483	0.0230	1.7471	0.1644	0.0109	0.8247
445	0.3481	0.0298	1.7826	0.1611	0.0138	0.8251
450	0.3362	0.0380	1.7721	0.1566	0.0177	0.8257
455	0.3187	0.0480	1.7441	0.1510	0.0227	0.8263
460	0.2908	0.0600	1.6692	0.1440	0.0297	0.8263
465	0.2511	0.0739	1.5281	0.1355	0.0399	0.8246
470	0.1954	0.0910	1.2876	0.1241	0.0578	0.8181
475	0.1421	0.1126	1.0419	0.1096	0.0868	0.8036
480	0.0956	0.1390	0.8130	0.0913	0.1327	0.7760
485	0.0580	0.1693	0.6162	0.0687	0.2007	0.7306
490	0.0320	0.2080	0.4652	0.0454	0.2950	0.6596
495	0.0147	0.2586	0.3533	0.0235	0.4127	0.5638
500	0.0049	0.3230	0.2720	0.0082	0.5384	0.4534
505	0.0024	0.4073	0.2123	0.0039	0.6548	0.3413
510	0.0093	0.5030	0.1582	0.0139	0.7502	0.2359
515	0.0291	0.6082	0.1117	0.0389	0.8120	0.1491
520	0.0633	0.7100	0.0782	0.0743	0.8338	0.0919
525	0.1096	0.7932	0.0573	0.1142	0.8262	0.0596
530	0.1655	0.8620	0.0422	0.1547	0.8059	0.0394
535	0.2257	0.9149	0.0298	0.1929	0.7816	0.0255
540	0.2904	0.9540	0.0203	0.2296	0.7543	0.0161
545	0.3597	0.9803	0.0134	0.2658	0.7243	0.0099
550	0.4334	0.9950	0.0087	0.3016	0.6923	0.0061
555	0.5121	1.0000	0.0057	0.3373	0.6589	0.0038
560	0.5945	0.9950	0.0039	0.3731	0.6245	0.0024
565	0.6784	0.9786	0.0027	0.4087	0.5896	0.0017
570	0.7621	0.9520	0.0021	0.4441	0.5547	0.0012
575	0.8425	0.9154	0.0018	0.4788	0.5202	0.0010
580	0.9163	0.8700	0.0017	0.5125	0.4866	0.0009
585	0.9786	0.8163	0.0014	0.5448	0.4544	0.0008
590	1.0263	0.7570	0.0011	0.5752	0.4242	0.0006
595	1.0567	0.6949	0.0010	0.6029	0.3965	0.0006
600	1.0622	0.6310	0.0008	0.6270	0.3725	0.0005
605	1.0456	0.5668	0.0006	0.6482	0.3514	0.0004
610	1.0026	0.5030	0.0003	0.6658	0.3340	0.0002
615	0.9384	0.4412	0.0002	0.6801	0.3197	0.0002
620	0.8544	0.3810	0.0002	0.6915	0.3083	0.0002

续表

λ	光谱三刺激值			色度坐标		
(毫微米)	$\bar{x}(\lambda)$	$\bar{y}(\lambda)$	$\bar{z}(\lambda)$	$x(\lambda)$	$y(\lambda)$	$z(\lambda)$
625	0.7514	0.3210	0.0001	0.7006	0.2993	0.0001
630	0.6424	0.2650	0.0000	0.7079	0.2920	0.0001
635	0.5419	0.2170	0.0000	0.7140	0.2859	0.0001
640	0.4479	0.1750	0.0000	0.7190	0.2809	0.0001
645	0.3608	0.1382	0.0000	0.7230	0.2770	0.0000
650	0.2835	0.1070	0.0000	0.7260	0.2740	0.0000
655	0.2187	0.0816	0.0000	0.7283	0.2717	0.0000
660	0.1649	0.0610	0.0000	0.7300	0.2700	0.0000
665	0.1212	0.0446	0.0000	0.7311	0.2689	0.0000
670	0.0874	0.0320	0.0000	0.7320	0.2680	0.0000
675	0.0636	0.0232	0.0000	0.7327	0.2673	0.0000
680	0.0468	0.0170	0.0000	0.7334	0.2666	0.0000
685	0.0329	0.0119	0.0000	0.7340	0.2660	0.0000
690	0.0227	0.0082	0.0000	0.7344	0.2656	0.0000
695	0.0158	0.0057	0.0000	0.7346	0.2654	0.0000
700	0.0114	0.0041	0.0000	0.7347	0.2653	0.0000
705	0.0081	0.0029	0.0000	0.7347	0.2653	0.0000
710	0.0058	0.0021	0.0000	0.7347	0.2653	0.0000
715	0.0041	0.0015	0.0000	0.7347	0.2653	0.0000
720	0.0029	0.0010	0.0000	0.7347	0.2653	0.0000
725	0.0020	0.0007	0.0000	0.7347	0.2653	0.0000
730	0.0014	0.0005	0.0000	0.7347	0.2653	0.0000
735	0.0010	0.0004	0.0000	0.7347	0.2653	0.0000
740	0.0007	0.0002	0.0000	0.7347	0.2653	0.0000
745	0.0005	0.0002	0.0000	0.7347	0.2653	0.0000
750	0.0003	0.0001	0.0000	0.7347	0.2653	0.0000
755	0.0002	0.0001	0.0000	0.7347	0.2653	0.0000
760	0.0002	0.0001	0.0000	0.7347	0.2653	0.0000
765	0.0001	0.0000	0.0000	0.7347	0.2653	0.0000
770	0.0001	0.0000	0.0000	0.7347	0.2653	0.0000
775	0.0001	0.0000	0.0000	0.7347	0.2653	0.0000
780	0.0000	0.0000	0.0000	0.7347	0.2653	0.0000

$$x(\lambda)=\frac{\bar{x}(\lambda)}{\bar{x}(\lambda)+\bar{y}(\lambda)+\bar{z}(\lambda)}$$

$$y(\lambda)=\frac{\bar{y}(\lambda)}{\bar{x}(\lambda)+\bar{y}(\lambda)+\bar{z}(\lambda)} \tag{2-4}$$

$$z(\lambda)=\frac{\bar{z}(\lambda)}{\bar{x}(\lambda)+\bar{y}(\lambda)+\bar{z}(\lambda)}$$

$x(\lambda)$，$y(\lambda)$和$z(\lambda)$的数值亦在表 2-1 给出；在 CIE 1931 色度图上所得到的光谱轨迹如图 2-2 所示。

表 2-1 包含了所推荐的节略的光谱三刺激值和色度坐标。没有节略的表，其波长范围从 360—830 毫微米、波长间隔为 1 毫微米；然而，在绝大部分的色度学计算中，应用表 2-1

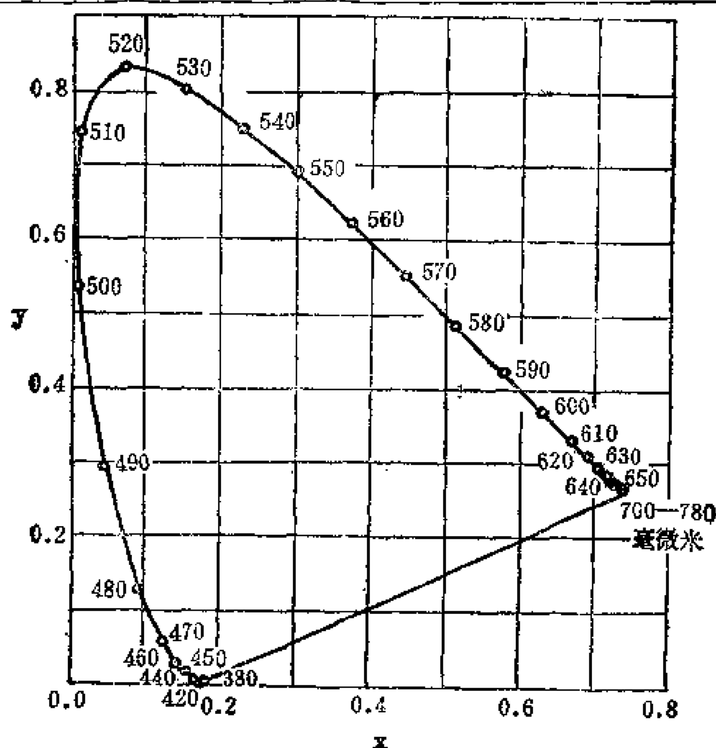


图 2-2 表示光谱轨迹（λ = 380—780毫微米 的单色刺激的色度点）和纯紫线（连接光谱轨迹两端点的线）的 CIE 1931（x, y）色度图

所给出的波长范围从 380—780 毫微米、波长间隔为 5 毫微米的节略数据是足够的。在某些色度学的计算中，使用 10 毫微米间隔的光谱三刺激值亦能满足要求。如果这样，表 2-1 中波长 385，395，……775 毫微米上的数据则省略不用。

二、CIE 1964补充标准色度观察者

CIE 1964 补充标准色度观察者的颜色匹配性质，由光谱三刺激值（颜色匹配函数）$\bar{x}_{10}(\lambda)$，$\bar{y}_{10}(\lambda)$，$\bar{z}_{10}(\lambda)$所规定，5毫微米间隔的数据列于表 2-2，并由图 2-3 示出。这些函数用于目视颜色匹配视场大于 4° 时的场合。

表 2-2　定义 CIE 1964 补充标准色度观察者的光谱三刺激值及由此导出的色度坐标

λ	光谱三刺激值			色度坐标		
（毫微米）	$\bar{x}_{10}(\lambda)$	$\bar{y}_{10}(\lambda)$	$\bar{z}_{10}(\lambda)$	$x_{10}(\lambda)$	$y_{10}(\lambda)$	$z_{10}(\lambda)$
380	0.0002	0.0000	0.0007	0.1813	0.0197	0.7990
385	0.0007	0.0001	0.0029	0.1809	0.0195	0.7996
390	0.0024	0.0003	0.0105	0.1803	0.0194	0.8003
395	0.0072	0.0008	0.0323	0.1795	0.0190	0.8015
400	0.0191	0.0020	0.0860	0.1784	0.0187	0.8029
405	0.0434	0.0045	0.1971	0.1771	0.0184	0.8045
410	0.0847	0.0088	0.3894	0.1755	0.0181	0.8064
415	0.1406	0.0145	0.6568	0.1732	0.0178	0.8090
420	0.2045	0.0214	0.9725	0.1706	0.0179	0.8115
425	0.2647	0.0295	1.2825	0.1679	0.0187	0.8134
430	0.3147	0.0387	1.5535	0.1650	0.0203	0.8147
435	0.3577	0.0496	1.7985	0.1622	0.0225	0.8153
440	0.3837	0.0621	1.9673	0.1590	0.0257	0.8153
445	0.3867	0.0747	2.0273	0.1554	0.0300	0.8146

续表

λ (毫微米)	光谱三刺激值 $\bar{x}_{10}(\lambda)$	光谱三刺激值 $\bar{y}_{10}(\lambda)$	光谱三刺激值 $\bar{z}_{10}(\lambda)$	色度坐标 $x_{10}(\lambda)$	色度坐标 $y_{10}(\lambda)$	色度坐标 $z_{10}(\lambda)$
450	0.3707	0.0895	1.9948	0.1510	0.0364	0.8126
455	0.3130	0.1063	1.9907	0.1459	0.0452	0.8088
460	0.3023	0.1282	1.7454	0.1389	0.0589	0.8022
465	0.2541	0.1528	1.5549	0.1295	0.0779	0.7926
470	0.1956	0.1852	1.3176	0.1152	0.1090	0.7758
475	0.1323	0.2199	1.0302	0.0957	0.1591	0.7452
480	0.0805	0.2536	0.7721	0.0728	0.2292	0.6980
485	0.0411	0.2977	0.5791	0.0452	0.3275	0.6273
490	0.0162	0.3391	0.4133	0.0210	0.4401	0.5389
495	0.0051	0.3954	0.3024	0.0073	0.5625	0.4302
500	0.0038	0.4608	0.2185	0.0036	0.6745	0.3199
505	0.0154	0.5314	0.1592	0.0219	0.7526	0.2256
510	0.0375	0.6067	0.1120	0.0495	0.8023	0.1482
515	0.0714	0.6857	0.0822	0.0850	0.8170	0.0980
520	0.1177	0.7618	0.0607	0.1252	0.8102	0.0646
525	0.1730	0.8233	0.0431	0.1664	0.7922	0.0414
530	0.2365	0.8752	0.0305	0.2071	0.7663	0.0267
535	0.3042	0.9238	0.0206	0.2436	0.7399	0.0165
540	0.3768	0.9620	0.0137	0.2786	0.7113	0.0101
545	0.4516	0.9822	0.0079	0.3132	0.6813	0.0055
550	0.5298	0.9918	0.0040	0.3473	0.6501	0.0026
555	0.6161	0.9991	0.0011	0.3812	0.6182	0.0007
560	0.7052	0.9973	0.0000	0.4142	0.5858	0.0000
565	0.7938	0.9824	0.0000	0.4469	0.5531	0.0000
570	0.8787	0.9556	0.0000	0.4790	0.5210	0.0000
575	0.9512	0.9152	0.0000	0.5096	0.4904	0.0000
580	1.0142	0.8689	0.0000	0.5386	0.4614	0.0000
585	1.0743	0.8256	0.0000	0.5654	0.4346	0.0000
590	1.1185	0.7774	0.0000	0.5900	0.4100	0.0000
595	1.1343	0.7204	0.0000	0.6116	0.3884	0.0000
600	1.1240	0.6583	0.0000	0.6306	0.3694	0.0000
605	1.0891	0.5939	0.0000	0.6471	0.3529	0.0000
610	1.0305	0.5280	0.0000	0.6612	0.3388	0.0000
615	0.9507	0.4618	0.0000	0.6731	0.3269	0.0000
620	0.8563	0.3981	0.0000	0.6827	0.3173	0.0000
625	0.7549	0.3396	0.0000	0.6898	0.3102	0.0000
630	0.6475	0.2835	0.0000	0.6955	0.3045	0.0000
635	0.5351	0.2263	0.0000	0.7010	0.2990	0.0000
640	0.4316	0.1798	0.0000	0.7059	0.2941	0.0000
645	0.3437	0.1402	0.0000	0.7103	0.2898	0.0000
650	0.2683	0.1076	0.0000	0.7137	0.2863	0.0000
655	0.2043	0.0812	0.0000	0.7156	0.2844	0.0000
660	0.1526	0.0603	0.0000	0.7168	0.2832	0.0000
665	0.1122	0.0441	0.0000	0.7179	0.2821	0.0000
670	0.0813	0.0318	0.0000	0.7187	0.2813	0.0000
675	0.0579	0.0226	0.0000	0.7193	0.2807	0.0000
680	0.0409	0.0159	0.0000	0.7198	0.2802	0.0000
685	0.0286	0.0111	0.0000	0.7200	0.2800	0.0000
690	0.0199	0.0077	0.0000	0.7202	0.2798	0.0000
695	0.0138	0.0054	0.0000	0.7203	0.2797	0.0000

续表

700	0.0096	0.0037	0.0000	0.7204	0.2796	0.0000
705	0.0066	0.0026	0.0000	0.7203	0.2797	0.0000
710	0.0046	0.0018	0.0000	0.7202	0.2798	0.0000
715	0.0031	0.0012	0.0000	0.7201	0.2799	0.0000
720	0.0022	0.0008	0.0000	0.7199	0.2801	0.0000
725	0.0015	0.0006	0.0000	0.7197	0.2803	0.0000
730	0.0010	0.0004	0.0000	0.7195	0.2806	0.0000
735	0.0007	0.0003	0.0000	0.7192	0.2808	0.0000
740	0.0005	0.0002	0.0000	0.7189	0.2811	0.0000
745	0.0004	0.0001	0.0000	0.7186	0.2814	0.0000
750	0.0003	0.0001	0.0000	0.7183	0.2817	0.0000
755	0.0002	0.0001	0.0000	0.7180	0.2820	0.0000
760	0.0001	0.0000	0.0000	0.7176	0.2824	0.0000
765	0.0001	0.0000	0.0000	0.7172	0.2828	0.0000
770	0.0001	0.0000	0.0000	0.7169	0.2831	0.0000
775	0.0000	0.0000	0.0000	0.7165	0.2835	0.0000
780	0.0000	0.0000	0.0000	0.7161	0.2839	0.0000

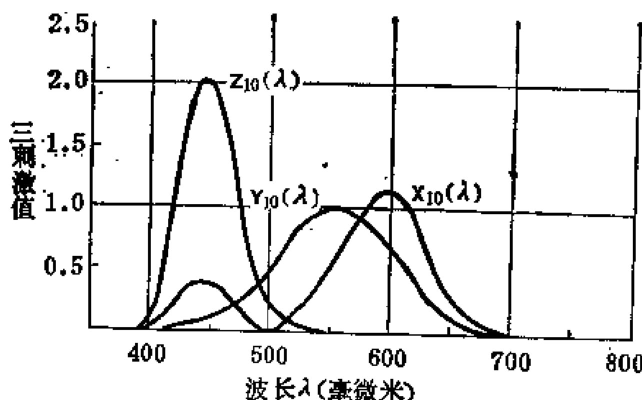


图 2-3 CIE 1964 补充标准色度观察者的光谱三刺激值(颜色匹配函数)$\bar{x}_{10}(\lambda)$, $\bar{y}_{10}(\lambda)$, $z_{10}(\lambda)$

光谱三刺激值 $\bar{x}_{10}(\lambda)$, $\bar{y}_{10}(\lambda)$, $\bar{z}_{10}(\lambda)$ 是由一组参考刺激（原色）X_{10}, Y_{10}, Z_{10} 得来的。而后者并不是真实色，所以这样选择的理由亦是为了色度学计算的方便。

$\bar{y}_{10}(\lambda)$函数不是大视场观察时的明视觉亮度效率函数。

单色刺激的色度坐标 $x_{10}(\lambda)$,$y_{10}(\lambda)$,$z_{10}(\lambda)$ 按下述比例从 $\bar{x}_{10}(\lambda)$, $\bar{y}_{10}(\lambda)$,$\bar{z}_{10}(\lambda)$ 导出，

$$x_{10}(\lambda)=\frac{\bar{x}_{10}(\lambda)}{\bar{x}_{10}(\lambda)+\bar{y}_{10}(\lambda)+\bar{z}_{10}(\lambda)}$$

$$y_{10}(\lambda)=\frac{\bar{y}_{10}(\lambda)}{\bar{x}_{10}(\lambda)+\bar{y}_{10}(\lambda)+\bar{z}_{10}(\lambda)} \tag{2-2}$$

$$z_{10}(\lambda)=\frac{\bar{z}_{10}(\lambda)}{\bar{x}_{10}(\lambda)+\bar{y}_{10}(\lambda)+\bar{z}_{10}(\lambda)}$$

$x_{10}(\lambda)$, $y_{10}(\lambda)$和 $z_{10}(\lambda)$的数值亦在表 2-2 给出；在 CIE 1964（x_{10}、y_{10}）色度图上所得到的光谱轨迹如图 2-4 所示。

表 2-2 包含了所推荐的节略的光谱三刺激值和色度坐标。没有节略的表，其波长范围从360—830毫微米、波长间隔为1毫微米[4、5]；然而，在绝大部分的色度学计算中，应用在表2-2所给出的波长范围从 380—780 毫微米、波长间隔为 5 毫微米的节略数据是足够的。在某些色度学的计算中，使用 10 毫微米间隔的光谱三刺激值也能满足要求。如果这样的话，表 2-2 中波长 385，395，……775 毫微米上的数据则省略不用。

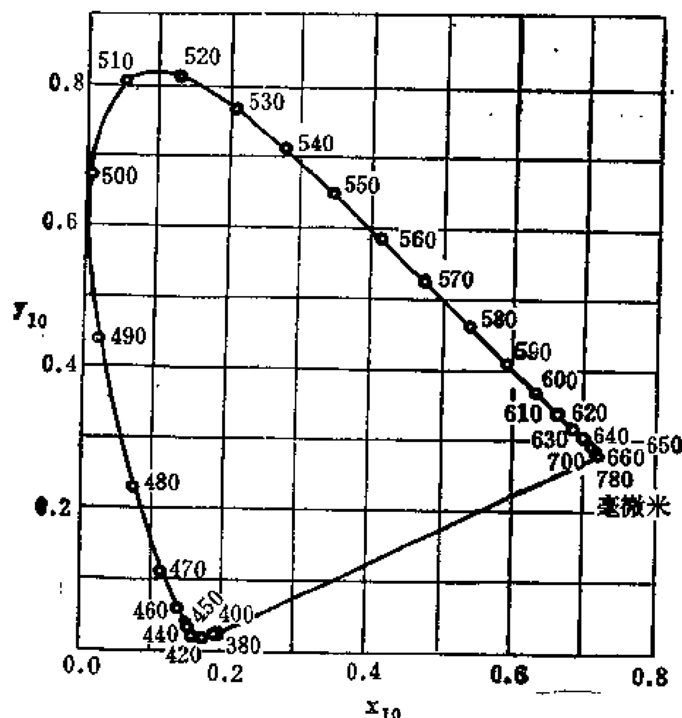


图 2-4　表示光谱轨迹（$\lambda=380—780$ 毫微米的单色刺激的色度点）和纯紫线（连接光谱轨迹两端点的线）的 CIE 1964（x_{10}，y_{10}）色度图

三、标准施照体

一个施照体要由它的光谱幅射度分布（光谱功率分布）所定义，它可以是一个光的物理发射体意义上的实际光源，如灯泡、太阳和天空，也可以不是。然而，由CIE推荐为色度学标准施照体的施照体，可以用一个最接近的真实光源来代表。CIE 标准施照体如下：

施照体A表示从一个绝对温度为2855.6开尔文（按照 1968 国际实用温标）的完全辐射体（黑体）辐射出来的光。

表 2-3 给出施照体A的相对光谱辐射度分布（相对光谱功率分布），波长范围为 300—830毫微米，波长间隔为5毫微米。图 2-5 是按照普朗克辐射定律计算出来的，它给出完全辐射体辐射度的光谱密度与波长和温度之间的函数关系，

$$M_{e,\lambda}(\lambda,T)=c_1\lambda^{-5}(e^{C_2/\lambda T}-1)^{-1}(\text{瓦特/米}^3) \tag{2-3}$$

式中的辐射常数取如下数值：

$$c_1=3.74150\times10^{-16}\text{瓦}\cdot\text{米}^2$$

$$c_2=1.4388\times10^{-2}\text{米}\cdot\text{开尔文}, \tag{2-4}$$

温度T则等于

$$T=\frac{1.4388}{1.4350}\times2848\text{ 开尔文}\approx2856\text{ 开尔文} \tag{2-5}$$

所以选择这个特殊的温度是为了保证光谱辐射度分布与 1931 年所规定的施照体A的光谱辐射度分布相一致，当时c_2取1.4350×10^{-2}米·开尔文，T是 2848 开尔文（根据 1927 年的国际实用温标）。上面所引用的新的c_2值是根据 1968 年的国际实用温标选定的。

表 2-3 给出施照体A的相对光谱辐射度分布$S(\lambda)$，用$100\times M_{e,\lambda}/M_{e,560}$进行计算，并保留小数后两位。$\lambda=560\times10^{-9}$米$=560$毫微米时，$S(\lambda)=100.00$。

表 2-3　CIE 标准施照体A，B、C和D_{65}的相对光谱辐射度分布

λ (毫微米)	(A) S(λ)	(B) S(λ)	(C) S(λ)	(D_{65}) S(λ)
300	0.93	……	……	0.03
305	1.13	……	……	1.7
310	1.36	……	……	3.3
315	1.62	……	……	11.8
320	1.93	0.02	0.01	20.2
325	2.27	0.26	0.20	28.6
330	2.66	0.50	0.40	37.1
335	3.10	1.45	1.55	38.5
340	3.59	2.40	2.70	39.9
345	4.14	4.00	4.85	42.4
350	4.74	5.60	7.00	44.9
355	5.41	7.60	9.95	45.8
360	6.14	9.60	12.90	46.6
365	6.95	12.40	17.20	49.4
370	7.82	15.20	21.40	52.1
375	8.77	18.80	27.30	51.0
380	9.80	22.40	33.00	50.0
385	10.90	26.85	39.92	52.3
390	12.09	31.30	47.40	54.6
395	13.35	36.18	55.17	68.7
400	14.71	41.30	63.30	82.8
405	16.15	46.62	71.81	87.1
410	17.68	52.10	80.60	91.5
415	19.29	57.70	89.53	92.5
420	20.99	63.20	98.10	93.4
425	22.79	68.37	105.80	90.1
430	24.67	73.10	112.40	86.7
435	26.64	77.31	117.75	95.8
440	28.70	80.80	121.50	104.9
445	30.85	83.44	123.45	110.9
450	33.09	85.40	124.00	117.0
455	35.41	86.88	123.60	117.4
460	37.81	88.30	123.10	117.8
465	40.30	90.08	123.30	116.3
470	42.87	92.00	123.80	114.9
475	45.52	93.75	124.09	115.4
480	48.21	95.20	123.90	115.9
485	51.04	96.23	122.92	112.4
490	53.91	96.50	120.70	104.8
495	56.85	95.71	116.90	109.1
500	59.86	94.20	112.10	109.4
505	62.93	92.37	106.98	108.6
510	66.06	90.70	102.30	107.8
515	69.25	89.65	98.81	106.3
520	72.50	89.50	96.90	104.8
525	75.79	90.43	96.78	106.2
530	79.13	92.20	98.00	107.7
535	82.52	94.46	99.94	106.0
540	85.95	96.90	102.10	104.4
545	89.41	99.16	103.95	104.2

续表

λ (毫微米)	(A) S(λ)	(B) S(λ)	(C) S(λ)	(D_{65}) S(λ)
550	92.91	101.00	105.20	104.0
555	96.44	102.20	105.67	102.0
560	100.00	102.80	105.30	100.0
565	103.58	102.92	104.11	98.2
570	107.18	102.60	102.30	96.3
575	110.80	101.90	100.15	96.1
580	114.44	101.00	97.80	95.8
585	118.08	100.07	95.43	92.2
590	121.73	99.20	93.20	88.7
595	125.39	98.44	91.22	89.3
600	129.04	98.00	89.70	90.0
605	132.70	98.08	88.83	89.8
610	136.35	98.50	88.40	89.6
615	139.99	99.06	88.19	88.6
620	143.62	99.70	88.10	87.7
625	147.24	100.36	88.06	85.5
630	150.84	101.00	88.00	83.3
635	154.42	101.56	87.86	83.5
640	157.98	102.20	87.80	83.7
645	161.52	103.05	87.99	81.9
650	165.03	103.90	88.20	80.0
655	168.51	104.59	88.20	80.1
660	171.96	105.00	87.90	80.2
665	175.38	105.08	87.22	81.2
670	178.77	104.90	86.30	82.3
675	182.12	104.55	85.30	80.3
680	185.43	103.90	84.00	78.3
685	188.70	102.84	82.21	74.0
690	191.93	101.60	80.20	69.7
695	195.12	100.38	78.24	70.7
700	198.26	99.10	76.30	71.6
705	201.36	97.70	74.36	73.0
710	204.41	96.20	72.40	74.3
715	207.41	94.60	70.40	68.0
720	210.36	92.90	68.30	61.6
725	213.27	91.10	66.30	65.7
730	216.12	89.40	64.40	69.9
735	218.92	88.00	62.80	72.5
740	221.67	86.90	61.50	75.1
745	224.36	85.90	60.20	69.3
750	227.00	85.20	59.20	63.6
755	229.59	84.80	58.50	55.0
760	232.12	84.70	58.10	46.4
765	234.59	84.90	58.00	56.6
770	237.01	85.40	58.20	66.8
775	239.37	……	……	65.1
780	241.68	……	……	63.4
785	243.92	……	……	63.8
790	246.12	……	……	64.3
795	248.25	……	……	61.9

续表

λ (微毫米)	(A) S(λ)	(B) S(λ)	(C) S(λ)	(D_{65}) S(λ)
800	250.33	……	……	59.5
805	252.35	……	……	55.7
810	254.31	……	……	52.0
815	256.22	……	……	54.7
820	258.07	……	……	57.4
825	259.86	……	……	58.9
830	261.60	……	……	60.3

施照体 B 表示相关色温近似为 4874 开尔文的直射日光。它的相对光谱辐射度分布由表2-3 给出，并由图 2-5 示出。

施照体 C 表示相关色温近似为 6774 开尔文的昼光。它的相对光谱辐射度分布在表 2-3给出，并由图 2-5 示出。

施照体 D_{65} (原先称为 D_{6500}) 表示相关色温近似为 6504 开尔文的昼光时相。它的相对光谱辐射度分布在表 2-3 给出，并由图2-6 示出。施照体 D_{65} 是对施照体 A, B, C 的补充。通常，在色度学中，施照体 A 和 D_{65}已经足够用了。施照体 B 和 C 并不能如原先所希望的那样，恰当地代表昼光的普通时相。可以预料，不久的将来，施照体 B 和 C 将从CIE推荐的色度学标准施照体上去掉。

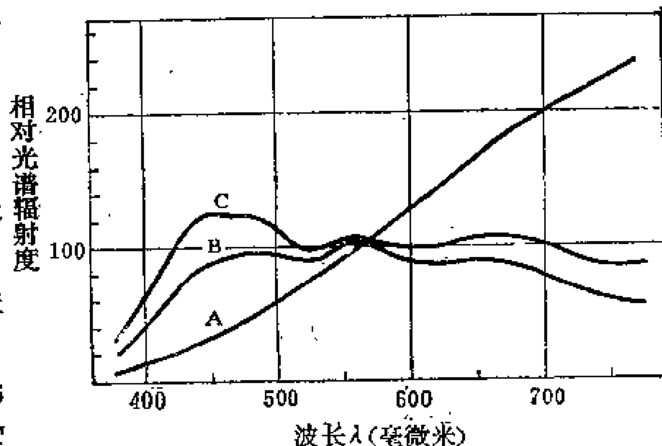


图2-5 CIE 标准施照体 A, B, C 的相对光谱辐射度

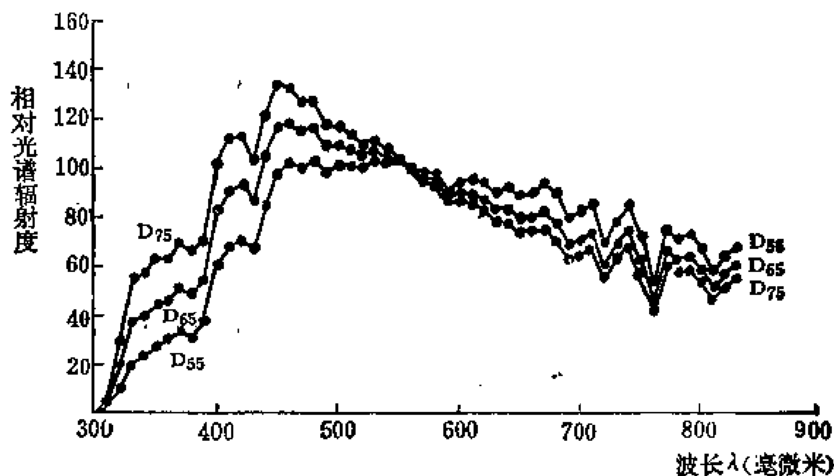


图 2-6 CIE 昼光施照体 D_{55}, D_{65} 和D_{75} 的相对光谱辐射度

其他的施照体 D。当希望选择一种与 D_{65} 不同的施照体时，CIE推荐了一种计算其他时相昼光的相对光谱辐射度分布的方法。欲计算其相对光谱辐射度分布，需要知道昼光时相的相关色温 T_c。方法规定按两步进行计算。

色度 昼光D的1931 (x, y) 色度坐标必须满足下述关系式：

$$y_D = -3.000x_D^2 + 2.870x_D - 0.275 \qquad (2-6)$$

x_D 处在0.250—0.380范围内。昼光D的相关色温 T_C ($c_2 = 1.4388\times10^{-2}$米·开尔文) 与 x_D

的关系由两个公式表示。当相关色温为 4,000—7,000 开尔文时

$$x_D = -4.6070\frac{10^9}{T_c^3}+2.9678\frac{10^6}{T_c^2}+0.09911\frac{10^3}{T_c}+0.244063 \tag{2-7}$$

当相关色温为 7,000—25,000 开尔文时

$$x_D = -2.0064\frac{10^9}{T_c^3}+1.9018\frac{10^6}{T_c^2}+0.24748\frac{10^3}{T_c}+0.237040 \tag{2-8}$$

相对光谱辐射度分布 昼光 D 的相对光谱辐射度分布 $S(\lambda)$ 由下式计算：

$$S(\lambda)=S_0(\lambda)+M_1S_1(\lambda)+M_2S_2(\lambda) \tag{2-9}$$

式中 $S_0(\lambda)$，$S_1(\lambda)$和 $S_2(\lambda)$是波长的函数，在表 2-4 中给出，并由图 2-7 示出，M_1 和 M_2 是因子，它的值与色度坐标 x_D，y_D 有关.

$$M_1=\frac{-1.3515-1.7703x_D+5.9114y_D}{0.0241+0.2562x_D-0.7341y_D}$$
$$M_2=\frac{0.0300-31.4424x_D+30.0717y_D}{0.0241+0.2562x_D-0.7341y_D} \tag{2-10}$$

表 2-4 标准昼光成分的光谱辐射分布

λ (微毫米)	$S_0(\lambda)$	$S_1(\lambda)$	$S_2(\lambda)$	λ (微毫米)	$S_0(\lambda)$	$S_1(\lambda)$	$S_2(\lambda)$
300	0.04	0.02	0.0	600	90.5	-5.8	3.2
310	6.0	4.5	2.0	610	90.3	-7.2	4.1
320	29.6	22.4	4.0	620	88.4	-8.6	4.7
330	55.3	42.0	8.5	630	84.0	-9.5	5.1
340	57.3	40.6	7.8	640	85.1	-10.9	6.7
350	61.8	41.6	6.7	650	81.9	-10.7	7.3
360	61.5	38.0	5.3	660	82.6	-12.0	8.6
370	68.8	42.4	6.1	670	84.9	-14.0	9.8
380	63.4	38.5	3.0	680	81.3	-13.6	10.2
390	65.8	35.0	1.2	690	71.9	-12.0	8.3
400	94.8	43.4	-1.1	700	74.3	-13.3	9.6
410	104.8	46.3	-0.5	710	76.4	-12.9	8.5
420	105.9	43.9	-0.7	720	63.3	-10.6	7.0
430	96.8	37.1	-1.2	730	71.7	-11.6	7.6
440	113.9	36.7	-2.6	740	77.0	-12.2	8.0
450	125.6	35.9	-2.9	750	65.2	-10.2	6.7
460	125.5	32.6	-2.8	760	47.7	-7.8	5.2
470	121.3	27.9	-2.8	770	68.6	-11.2	7.4
480	121.3	24.3	-2.6	780	65.0	-10.4	6.8
490	113.5	20.1	-1.8	790	66.0	-10.6	7.0
500	113.1	16.2	-1.5	800	61.0	-9.7	6.4
510	110.8	13.2	-1.3	810	53.3	-8.3	5.5
520	106.5	8.6	-1.2	820	58.9	-9.3	6.1
530	108.8	6.1	-1.0	830	61.9	-9.8	6.5
540	105.3	4.2	-0.5				
550	104.4	1.9	-0.3				
560	100.0	0.0	0.0				
570	96.0	-1.6	0.2				
580	95.1	-3.5	0.5				
590	89.1	-3.5	2.1				

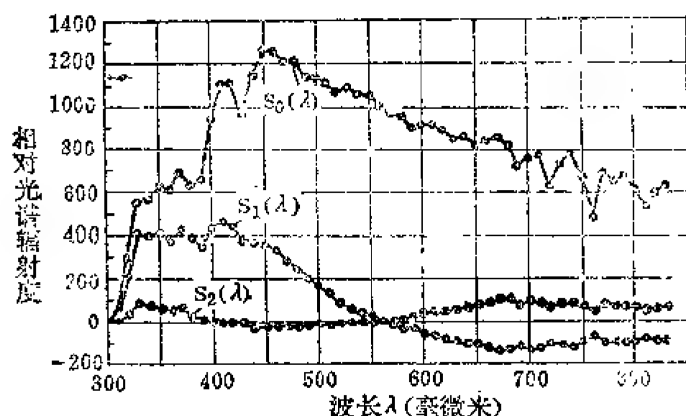


图 2-7 昼光组分 $S_0(\lambda)$、$S_1(\lambda)$和$S_2(\lambda)$的相对光谱辐射度

表 2-5 是为了简化计算相关色温为 4,000—25,000 开尔文时，D 施照体的相对光谱辐射度分布。尽管如此，仍建议最好使用 D_{65}（T_c≈6504 开尔文）作为标准的 D 施照体。当 D_{65} 不能使用时，CIE 建议使用标准施照体 D_{55}（T_c≈5503 开尔文）或使用标准施照体 D_{75}（T_c≈7504 开尔文）。这两个施照体的相对光谱辐射度分布列于表 2-6，并由图 2-6 示出。

CIE 推荐昼光施照体 D，是基于在 330—700 毫微米波段范围内的几次实验观测，波段 300—330 毫微米以及 700—830 毫微米是外推的。对于正常的色度学，使用这些外推值是足够精确的。如果在这些区域需要更高的精度，则不能使用这些数据。

表2-5 用于计算相关色温为 4,000—25,000 开尔文的昼光施照体 D 的相对光谱辐射度分布的 CIE 1931(x, y)色坐标，相应的 CIE 1960(u, v)色坐标和因子M_1，M_2。

T_D①	x_D	y_D	u_D	v_D	M_1	M_2
4,000	0.3823	0.3838	0.2236	0.3366	-1.505	2.827
4,100	0.3779	0.3812	0.2217	0.3354	-1.464	2.400
4,200	0.3737	0.3786	0.2200	0.3343	-1.422	[illegible]
4,300	0.3697	0.3760	0.2183	0.3331	-1.378	[illegible]
4,400	0.3658	0.3734	0.2168	0.3320	-1.333	1.550
4,500	0.3621	0.3709	0.2153	0.3308	-1.286	[illegible]
4,600	0.3585	0.3684	0.2139	0.3297	-1.238	[illegible]
4,700	0.3551	0.3659	0.2126	0.3283	-1.190	[illegible]
4,800	0.3519	0.3634	0.2114	0.3275	-1.140	0.686
4,900	0.3487	0.3610	0.2102	0.3265	-1.090	[illegible]
5,000	0.3457	0.3587	0.2091	0.3254	-1.040	0.367
5,100	0.3429	0.3564	0.2081	0.3244	-0.989	0.230
5,200	0.3401	0.3541	0.2071	0.3234	-0.939	[illegible]
5,300	0.3375	0.3519	0.2062	0.3225	-0.888	-0.005
5,400	0.3349	0.3497	0.2053	0.3215	-0.837	-0.105
5,500	0.3325	0.3476	0.2044	0.3206	-0.786	-0.195
5,600	0.3302	0.3455	0.2036	0.3196	-0.736	-0.276
5,700	0.3279	0.3435	0.2028	0.3187	-0.685	-0.348
5,800	0.3258	0.3116	0.2021	0.3179	-0.635	[illegible]
5,900	0.3237	0.3397	0.2014	0.3170	-0.586	-0.469
6,000	0.3217	0.3378	0.2007	0.3162	-0.536	-0.519
6,100	0.3198	0.3360	0.2001	0.3154	-0.487	-0.563
6,200	0.3178	0.3342	0.1995	0.3146	-0.439	-0.602
6,300	0.3161	0.3325	0.1989	0.3138	-0.391	[illegible]
6,400	0.3144	0.3308	0.1983	0.3130	-0.343	-0.664
6,500	0.3128	0.3292	0.1978	0.3123	-0.296	-0.688
6,600	0.3112	0.3276	0.1973	0.3116	-0.250	-0.709
6,700	0.3097	0.3260	0.1968	0.3109	-0.204	-0.726
6,800	0.3082	0.3245	0.1963	0.3102	-0.159	[illegible]
6,900	0.3067	0.3231	0.1959	0.3095	-0.114	-0.749

续表

T_C❶	x_D	y_D	u_D	V_D	M_1	M_2
7,000	0.3054	0.3216	0.1955	0.3088	−0.070	−0.757
7,100	0.3040	0.3202	0.1950	0.3082	−0.026	−0.762
7,200	0.3027	0.3189	0.1946	0.3076	0.017	−0.765
7,300	0.3015	0.3176	0.1943	0.3069	0.060	−0.765
7,400	0.3003	0.3163	0.1939	0.3063	0.102	−0.763
7,500	0.2991	0.3150	0.1935	0.3057	0.144	−0.760
7,600	0.2980	0.3138	0.1932	0.3052	0.184	−0.755
7,700	0.2969	0.3126	0.1928	0.3046	0.225	−0.748
7,800	0.2958	0.3115	0.1925	0.3041	0.264	−0.740
7,900	0.2948	0.3103	0.1922	0.3035	0.303	−0.730
8,000	0.2938	0.3092	0.1919	0.3030	0.342	−0.720
8,100	0.2928	0.3081	0.1916	0.3025	0.380	−0.708
8,200	0.2919	0.3071	0.1913	0.3020	0.417	−0.695
8,300	6.2910	0.3061	0.1911	0.3015	0.454	−0.682
8,400	0.2901	0.3051	0.1908	0.3010	0.490	−0.667
8,500	0.2892	0.3041	0.1906	0.3006	0.526	−0.652
9,000	0.2853	0.2996	0.1894	0.2984	0.697	−0.566
9,500	0.2818	0.2956	0.1884	0.2964	0.856	−0.471
10,000	0.2788	0.2920	0.1876	0.2946	1.003	−0.369
10,500	0.2761	0.2887	0.1868	0.2930	1.139	−0.265
11,000	0.2737	0.2858	0.1861	0.2915	1.266	−0.160
12,000	0.2697	0.2808	0.1850	0.2890	1.495	0.045
13,000	0.2664	0.2767	0.1841	0.2868	1.693	0.239
14,000	0.2637	0.2732	0.1834	0.2850	1.869	0.419
15,000	0.2614	0.2702	0.1828	0.2835	2.021	0.586
17,000	0.2578	0.2655	0.1818	0.2809	2.278	0.878
20,000	0.2539	0.2603	0.1809	0.2781	2.571	1.231
25,000	0.2499	0.2548	0.1798	0.2751	2.907	1.655
5,503❷	0.3324	0.3475	0.2044	0.3205	−0.785	−0.198
6,504❸	0.3127	0.3291	0.1978	0.3123	−0.295	−0.689
7,504❹	0.2990	0.3150	0.1935	0.3057	0.145	−0.760

$$u_D = 4x_D/(-2x_D + 12y_D + 3)$$

$$v_D = 6y_D/(-2x_D + 12y_D + 3)$$

❶ 所有的相关色温 T_C 是建立在 $c_2 = 1.4388 \times 10^{-2}$ 米开尔文基础上的

❷ 标准施照体 D_{55}: $T_C = 5,500(1.4388/1.4380) \approx 5503$ 开尔文

❸ 标准施照体 D_{65}: $T_C = 6,500(1.4388/1.4380) \approx 6504$ 开尔文

❹ 标准施照体 D_{75}: $T_C = 7,500(1.4388/1.4380) \approx 7504$ 开尔文

施照体的相关色温由相应于普朗克轨迹上的一个点的温度来确定，该点最接近 CIE 1960 UCS 图上代表施照体色度的那个点（按 CIE 1931 标准色度观察者的数据进行计算）。

施照体 B，C，和 D_{65} 所给出的相关色温，通常用图示法和数字法来确定。图 2-8 示出 CIE 1931 (x,y) 色温图的一部分，图上画有 0—660 麦勒德的等相关色温线。相关色温 T_c 与麦勒德的关系为 $T_c = 10^6$ 麦勒德$^{-1}$。

相关色温受辐射常数 C_2 的影响。1948 年国际实用温标(1960 年修改)规定 c_2 的数值为

表 2-6　CIE 标准施照体 D_{55} 和 D_{75} 的相对光谱辐射度分布

λ(毫微米)	(D_{55}) $S(\lambda)$	(D_{75}) $S(\lambda)$	λ(毫微米)	(D_{55}) $S(\lambda)$	(D_{75}) $S(\lambda)$
300	0.02	0.04	600	94.4	87.2
310	2.1	5.1	610	95.1	86.1
320	11.2	29.8	620	94.2	83.6
330	20.6	54.9	630	90.4	78.7
340	23.9	57.3	640	92.3	78.4
350	27.8	62.7	650	88.9	74.8
360	30.6	63.0	660	90.3	74.3
370	34.3	70.3	670	93.9	75.4
380	32.4	66.7	680	90.0	71.6
390	38.1	70.0	690	79.7	63.9
400	61.0	101.9	700	82.8	65.1
410	68.6	111.9	710	84.8	68.1
420	71.6	112.8	720	70.2	56.4
430	67.9	103.1	730	79.3	64.2
440	85.6	121.2	740	85.0	69.2
450	98.0	133.0	750	71.9	58.6
460	100.5	132.4	760	52.8	42.6
470	99.9	127.3	770	75.9	61.4
480	102.7	126.8	780	71.8	58.3
490	98.1	117.8	790	72.9	59.1
500	100.7	116.6	800	67.3	54.7
510	100.7	113.7	810	58.7	47.9
520	100.0	108.7	820	65.0	52.9
530	104.2	110.4	830	68.3	55.5
540	102.1	106.3			
550	103.0	104.9			
560	100.0	100.0			
570	97.2	95.6			
580	97.7	94.2			
590	91.4	87.0			

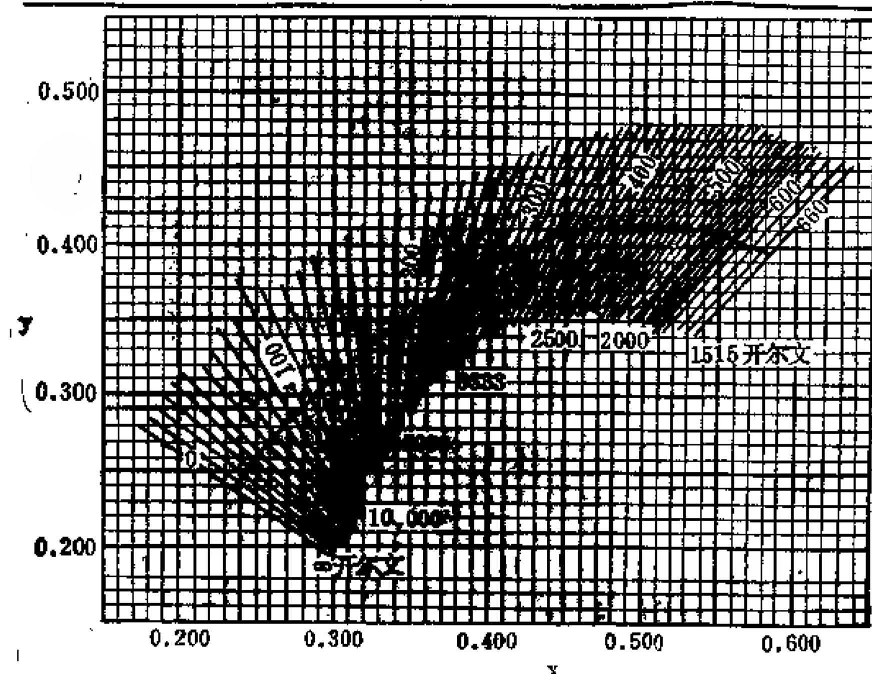


图 2-8　用图示法来确定施照体相关色温等温线的 CIE 1931(x,y) 色温图，曲线是不同温度的普朗克辐射体的色温点的轨迹

1.4380×10^{-2} 米·开尔文。按照这个数值，施照体 B, C, D_{65} 的相关色温分别近似为 4871，6770 和 6500 开尔文。c_2 变为1.4388×10^{-2}米·开尔文（1968 年国际实用温标）时，施照体 B, C, D_{65} 的相关色温分别增加到 1.4388/1.4380 倍，这些施照体的相关色温分别提高了 3，4，4 开尔文。

四、色度学中的自然光源

最近几年，为了给色度学提供基本数据，对自然昼光进行了一些分光辐射测量〔6 12〕。不同的研究者所得到的数据吻合得很好，特别是在可见区域。在紫外区有较大的区别，这些区别与季节的变化、测量地点的高度和太阳高度有关。

CIE 推荐施照体 D 的一组数据，是最有代表性的一组自然昼光数据〔13〕。

D_{65} 和 D_{75} 的光谱辐射度分布每隔 10 毫微米进行测量，以 $\lambda=300, 310, \cdots\cdots, 830$ 毫微米为中心，在 ±5 毫微米范围内平均所测得的结果。对 D_{65} 的相对光谱辐射度分布（表2-3）采用同样的办法。但在 $\lambda=305, 315, \cdots\cdots 825$ 毫微米点上的相对辐射度是按线性内插取得的。

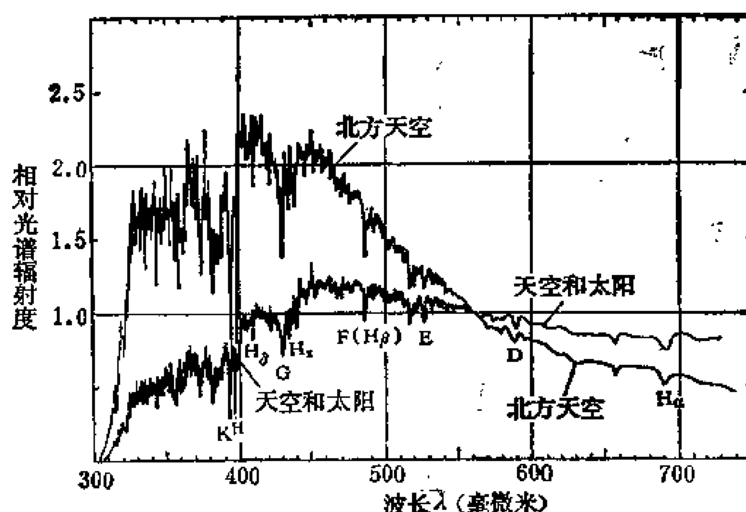


图 2-9 当单色仪狭缝的宽度能分辨出的光谱带宽从 0.25 毫微米（紫外区）到 2.0 毫微米（红端）时，所测得的二种时相昼光的相对光谱辐射度，某些主要的夫朗和费线用它们的通用符号标出

在这些测量中，采用10毫微米的光谱带宽，对光谱分布曲线有平滑的作用。当单色仪狭缝的宽度能分辨出的光谱带宽从 0.25 毫微米紫外区到2.0 毫微米（在红端）时，昼光光谱的很精细的结构就能够显示出来（图 2-9）。当然，这里所显示的精细结构仅仅有学术方面的兴趣，而没有什么实际的重要性。

五、色度学中的人工光源

CIE 推荐三种标准光源，分别代表 CIE 标准施照体 A，B，C。这些光源的定义如下：

光源 A 用一个充气的螺旋钨丝灯，在相关色温为2856 开尔文（$C_2=1.4388\times10^{-2}$米·开尔文）下工作，来实现施照体 A。建议采用熔石英外壳或窗口，这样可在紫外区更精确地实现施照体 A 的光谱辐射度分布。

光源 B 将光源 A 与两个 1 厘米厚的由无色光学玻璃做的容池型滤色片（容池内分别盛溶液 B_1 和B_2）结合起来，可实现施照体 B（见表 2-3）。溶液组成如下：

溶液 B_1：

硫酸铜 $CuSO_4 \cdot 5H_2O$	2.452 克
甘露糖醇 $C_6H_8(OH)_6$	2.452 克
氮苯 C_5H_5N（吡啶）	30.0 毫升
蒸馏水加至	1,000.0 毫升

溶液B_2：

硫酸钴铵 $CoSO_4\cdot(HN_4)_2\cdot6H_2O$	21.71 克
硫酸铜 $CuSO_4 \cdot 5H_2O$	16.11 克
硫酸，比重 1.835克/毫升	10.0 毫升

蒸馏水加至　　1000.0毫升

光源 *C*　将光源 *A* 与二个1厘米厚的由无色光学玻璃做的容池型滤色片（容池内分别盛溶液 C_1 和 C_2）结合起来，可实现施照体 *C*（见表2-3）。溶液组成如下：

溶液 C_1：

硫酸铜 $CuSO_4 \cdot 5H_2O$	3.412克
甘露糖醇 $C_6H_8(OH)_6$	3.412克
氮苯 C_5H_5N（吡啶）	30.0毫升
蒸馏水加至	1,000.0毫升

溶液 C_2：

硫酸钴铵 $CoSO_4 \cdot (NH_4)_2SO_4 \cdot 6H_2O$	30.58克
硫酸铜 $CuSO_4 \cdot 5H_2O$	22.52克
硫酸，比重1.835克/毫升	10.0毫升
蒸馏水加至	1,000.0毫升

目前，对于实现施照体 D_{65}（见表2-3）或不同相关色温的施照体 *D*（见表2-5和表2-6），CIE尚未提出推荐的光源，这要取决于光源和滤色片的新发展。

在色度学实践中，有几种光源用来模拟日光，（图2-10—图2-12)。在这些图中，给出

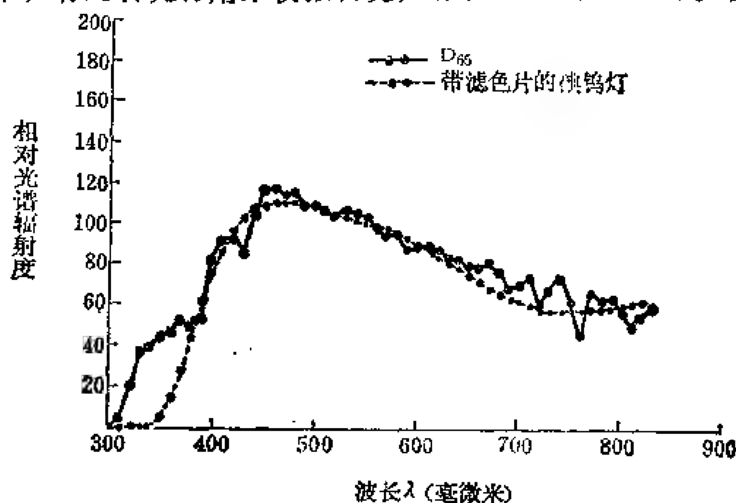


图2-10　高压氙灯经过滤色片后其相对光谱辐射度接近CIE标准施照体 D_{65} 的相对光谱辐射度

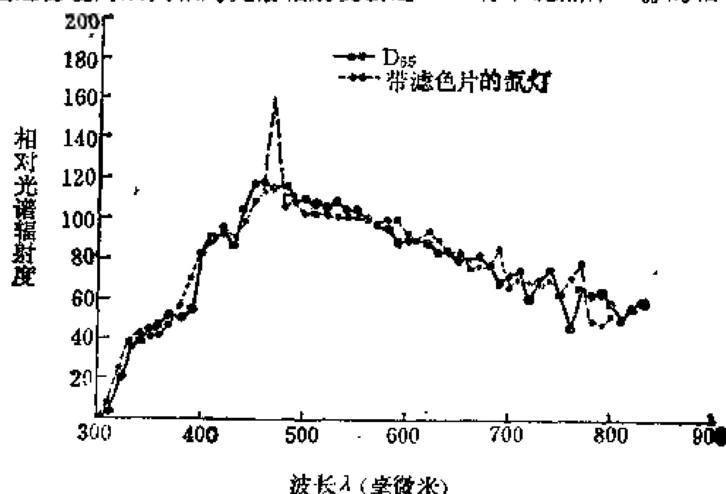


图2-11　碘钨灯经过滤色片后其相对光谱辐射度接近CIE标准施照体 D_{65} 的相对光谱辐射度

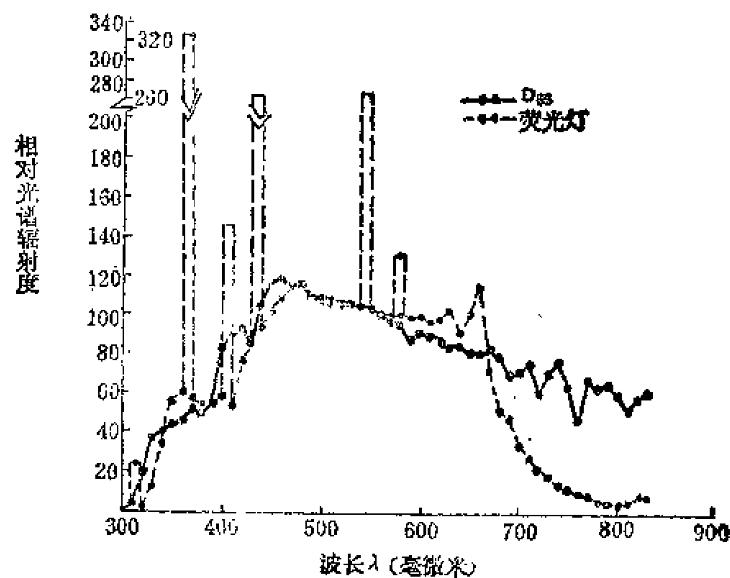


图 2-12 接近 CIE 标准施照体 D_{65} 的荧光灯的相对光谱辐射度

了这些光源的相对光谱辐射度分布与相应的CIE 的标准施照体 D_{65} 的相对光谱辐射度分布。

表 2-7 列出几个普通的自然光源和人工光源，及其各自的额定亮度、CIE 1931 (x,y) 色度坐标和相关色温。

表 2-7 某些自然光源和人工光源的亮度、CIE 1931(x,y)色坐标和相关色温

光 源	亮 度（熙提）	x	y	相关色温（开尔文）
太阳圆盘				
在大气上部测量（$m=0$）①	200,000	0.318	0.330	6200
靠近海平面测量（空气质量为）				
$m=1$	150,000	0.331	0.344	5600
$m=2$	125,000	0.343	0.357	5100
$m=3$	100,000	0.358	0.369	4700
$m=4$	80,000	0.368	0.379	4400
$m=5$	65,000	0.380	0.388	4100
天空				
蓝天	0.08—0.4	0.262 0.247	0.270 0.251	15000 30000
局部有云	0.1—0.4	0.294 0.279	0.309 0.291	8000 10000
阴天	0.2—0.5	0.313	0.329	6500
黑体				
金点	0.1073	0.607	0.381	1336
铂点	60.0	0.522	0.414	2042
铑点	170.1	0.502	0.415	2233
铱点	1,253.0	0.458	0.410	2716

续表

光　　源	亮　度（熙提）	x	y	相关色温（开尔文）
钨丝				
真空灯(10流/瓦)	200	0.477	0.414	2400-2600
充气灯(20流/瓦)	1,200	0.444	0.406	2700-3100
750瓦特投影灯(25流明/瓦特)	2,400	0.430	0.402	3000-3200
1200瓦特投影灯(30流明/瓦特)	3,300	0.417	0.396	3200-3400
60W磨砂灯泡(14流明/瓦特)	12	0.452	0.409	2800
60W乳白灯泡(14流明/瓦特)	3	0.452	0.409	2800
CIE 光源 A(500 瓦特)	800	0.448	0.407	2854
CIE 光源 B(500 瓦特)	200	0.349	0.352	4870
CIE 光源 C(500 瓦特)	125	0.310	0.316	6770
碳弧	15,000-100,000	……	……	2900—6500
水银灯(1,000瓦，65流明/瓦特)	30,000			
荧光灯(40瓦，0.430安培)				
标准暖白型	0.7	0.437	0.405	3000
白型	0.7	0.409	0.398	3500
标准冷白型	0.7	0.372	0.374	4200
昼光型	0.6	0.311	0.338	6500
氙灯(1,600瓦特)	65,000	……	……	6000
锆灯(300瓦特)	4,500	0.423	0.399	3200

●空气质量$m=1,2,\cdots\cdots5$指的是太阳和天顶之间夹角的正割：0°($m=1$)，60°($m=2$)，70.5°($m=3$)，75.5°($m=4$)，78.5°($m=5$)

六、选定光源的显色指数

1965 年 CIE 推荐了一种评价光源显色性质的方法（CIE 1965）。这个方法是用显色指数 R 来评价光源。这个指数用来研究试验物体在试验光源照明下的颜色与在参考光源照明下的颜色之差，这两个光源的色度坐标应该同一。计算一般显色指数 R_a 需要一组 8 个试验物体（已知光谱反射比特征的涂料样品），它们的色度要包括色调范围，而它们的光反射率接近相等。对于 8 块样品（$i=1$—8）中的每一块，以及对于增加的 6 块样品（$i=9$—14）中的每一块，都可以计算特殊显色指数 R_i。后面 6 块样品的饱和度较高，且有不同的光反射率。用 CIE 1964 色差公式来计算它们之间的色差，色差小，则显色性高，当指数为 100 时，则得到"完全的"显色性质，介于 100—75 之间时，显色性优；小于等于 50 时，则显色性很差。

通常照明用荧光灯的显色指数低至 53（暖白色荧光灯）以及高至 85（高级荧光灯）。如果要求高的目视颜色匹配，用特殊的荧光灯，加滤色片的高压氙灯，以及加滤色片的卤钨灯。它们的显色指数高达 90—98。光源的巧妙混合也可以提高显色指数。另一方面，有时

在某些特殊条件下，要求光源有目的的歪曲某些颜色以达到特定的视觉效果，这就是所谓的“喜爱的显色指数”。

七、反射率标准

CIE 推荐使用完全漫反射体作为反射的参考标准。定义理想的均匀漫射体的反射比为1[5]。这个推荐自 1969 年 6 月 1 日起生效。在这之前，一直用烟熏氧化镁（MgO）作为参考标准。MgO 的光谱反射率随波长而不同，且受许多因素的影响，包括样品中的杂质，它的厚度和使用时间。

近年来，压成块的 MgO粉末或是 $BaSO_4$ 粉末用作反射率的次级标准。商业上可买到一些合用的粉末，它的绝对反射率可由国家标准实验室来校正。在某些情况下还可使用上釉的陶瓷砖作为较粗的工作标准，亦可按绝对反射比对这些工作标准进行校正。

八、照明条件和观测条件

CIE 建议不透明样品的色度规范应该是它的照明条件和观测条件要对应于下面几种情况中的一种[5]。

①45°/法向（缩写为 45/0）。照射样品的光束轴与样品法线的夹角为 45°±5°。观测方向与样品的法线夹角不超过 10°，照明光束轴与任何一条光线的夹角不超过 5°，在观测光束中也同样。

②法向/45°（缩写为 0/45），照射样品的光束轴与样品法线的夹角不超过 10°，样品在离法线 45°±5°处被观测。照明光束的轴与任何一条光线的夹角不超过 5°，在观测光束中也同样。

③漫射/法向（缩写为 $d/0$），样品由一个积分球漫射照明。样品法线与观测光束轴之间的夹角不超过 10°，积分球的直径不限，但开口部分不能超过内表面的 10%。光束轴线与任何一条光线的夹角不能超过 5°。

④法向/漫射（缩写为 $0/d$）照射样品的光束轴与样品法线的夹角不超过 10°。反射通量用积分球方式收集。照明光束轴与任何一条光线的夹角不超过5°。积分球的直径不限，但开口部分不能超过内表面的 10%。

要注意如下几点：

①对于漫射/法向和法向/漫射方式，使用光泽陷阱可以减小混合反射样品中镜面反射部分的影响。如果使用的话，则要详细说明它的大小、形状和位置。

②对于法向/45°、法向/漫射方式，带有混合反射样品时，不应该在严格的法向照明情况下进行测量。

③45°/法向方式给出辐亮度系数 $\beta_{45/0}$。法向/45°方式给出辐亮度系数 $\beta_{0/45}$，漫射/法向方式给出辐亮度系数 $\beta_{d/0}$，法向/漫射方式给出反射率 ρ。

④要说明所使用的照明条件和观测条件(即使它是所推荐范围内的一种标准条件，也不例外)。

九　三刺激值和色度坐标的计算

颜色刺激的 CIE 三刺激值，可以从颜色刺激函数 $\phi(\lambda)$ 与CIE 光谱三刺激值相乘，并在整

个光谱范围内积分来得到。

$$X = k\int_{\lambda}\phi(\lambda)\bar{x}(\lambda)d\lambda \qquad X_{10} = k_{10}\int_{\lambda}\phi(\lambda)\bar{x}_{10}(\lambda)d\lambda$$
$$Y = k\int_{\lambda}\phi(\lambda)\bar{y}(\lambda)d\lambda \qquad Y_{10} = k_{10}\int_{\lambda}\phi(\lambda)\bar{y}_{10}(\lambda)d\lambda \qquad (2\text{-}11)$$
$$Z = k\int_{\lambda}\phi(\lambda)\bar{z}(\lambda)d\lambda \qquad Z_{10} = k_{10}\int_{\lambda}\phi(\lambda)\bar{z}_{10}(\lambda)d\lambda$$

X，Y，Z 为CIE 1931标准色度学系统中的三刺激值，而 X_{10}，Y_{10}，Z_{10} 为CIE 1964补充标准色度学系统中的三刺激值。同样，$\bar{x}(\lambda)$，$\bar{y}(\lambda)$，$\bar{z}(\lambda)$ 是确定CIE 1931标准色度观察者的光谱三刺激值，而 $\bar{x}_{10}(\lambda)$，$\bar{y}_{10}(\lambda)$，$\bar{z}_{10}(\lambda)$ 是确定CIE 1964补充标准色度观察者的光谱三刺激值。常数 k 和 k_{10} 是规格化因子，由下面规定。

对于物体色，颜色刺激函数 $\phi(\lambda)$ 是物体的光谱反射比 $\rho(\lambda)$，或光谱辐亮度系数 $\beta(\lambda)$，或光谱透射率 $\tau(\lambda)$ 与照射该物体的施照体的相对光谱辐射度分布 $S(\lambda)$ 的乘积，即

$$\phi(\lambda) = \rho(\lambda)S(\lambda)$$

或是

$$\phi(\lambda) = \beta(\lambda)S(\lambda)$$

或是

$$\phi(\lambda) = \tau(\lambda)S(\lambda)$$

对于施照体，颜色刺激函数 $\phi(\lambda)$ 就是该施照体的相对光谱辐射度分布，这样，$\phi(\lambda) = S(\lambda)$。

建议计算物体色三刺激值时，施照体最好是标准施照体。

常数 k 和 k_{10} 的定义如下：

$$k = \frac{100}{\int_{\lambda}S(\lambda)\bar{y}(\lambda)d\lambda} \qquad k_{10} = \frac{100}{\int_{\lambda}S(\lambda)\bar{y}_{10}(\lambda)d\lambda} \qquad (2\text{-}13)$$

k 的定义是，当 $\phi(\lambda) = \rho(\lambda)S(\lambda)$ 时，Y 是物体的光反射率，当 $\phi(\lambda) = \beta(\lambda)S(\lambda)$ 时，Y 是物体的光亮度系数，当 $\phi(\lambda) = \tau(\lambda)S(\lambda)$ 时，Y 是物体的光透射率，每一种情况均以百分比表示。施照体 $\phi(\lambda) = S(\lambda)$ 的 Y 值为100。Y_{10} 的计算值对标准的光度量是没有意义的。为了计算光反射率（或光亮度系数，或光透射率），必须使用与 $V(\lambda)$ 是同一函数的 $\bar{y}(\lambda)$ 函数。

在所有三刺激值的实际计算中，常用加法求和作为积分的近似，即

$$X = k\sum_{\lambda}\phi(\lambda)\bar{x}(\lambda)\Delta\lambda$$
$$Y = k\sum_{\lambda}\phi(\lambda)\bar{y}(\lambda)\Delta\lambda \qquad (2\text{-}14)$$
$$Z = k\sum_{\lambda}\phi(\lambda)\bar{z}(\lambda)\Delta\lambda$$

其中 $k = 100/\left[\sum_{\lambda} S(\lambda)\bar{y}(\lambda)\Delta\lambda\right]$。

表2-1列出间隔为5，10毫微米的光谱三刺激值 $\bar{x}(\lambda)$，$\bar{y}(\lambda)$，$\bar{z}(\lambda)$，也有1毫微米间隔

的表格[4,5]。X_{10}，Y_{10}，Z_{10} 可用同样的公式计算。这时光谱三刺激值是表 2-2 中的$\bar{x}_{10}(\lambda)$，$\bar{y}_{10}(\lambda)$，$\bar{z}_{10}(\lambda)$，它们是以 5 毫微米、10 毫微米为间隔的。间隔为 1 毫微米的表，也可找到[4,5]。

可从三刺激值导出色度坐标（x，y，z）

$$x=\frac{X}{X+Y+Z}$$
$$y=\frac{Y}{X+Y+Z} \qquad (2\text{-}15)$$
$$z=\frac{Z}{X+Y+Z}$$

因为 $x+y+z=1$，使用 x 和 y 就足够了。

用同样方法可计算色度坐标 x_{10}，y_{10}，z_{10}。图 2-2 和图 2-4 通常是作色度点的图。

十、兴奋纯度和色度纯度

CIE 建议，一个给定颜色刺激的兴奋纯度用符号 P_e 表示，并按下式计算

$$P_e=\frac{y-y_w}{y_d-y_w} \quad 或 \quad P_e=\frac{x-x_w}{x_d-x_w} \qquad (2\text{-}16)$$

采用分子中有较大算术值的式子。

对于一个给定刺激的色度纯度用符号 P_c 表示。并用下式计算

$$P_c=\frac{P_e y_d}{y} \qquad (2\text{-}17)$$

在这些表示式中，x和y是这个给定刺激的色度坐标（在 CIE1931 标准色度学系统中），x_w 和 y_w 是无彩度色刺激的坐标，习惯上取无彩度色刺激的纯度为零。对于自然发光物体的刺激，x_w 和y_w 是等能量刺激的坐标。对于物体色刺激，x_w 和 y_w 是照明该物体的光源的坐标。x_d 和 y_d 确定色度图中光谱轨迹上的点λ_d，或是在连接两端边界线上的点 P，它们表示为匹配出待测刺激而需要与无彩度色刺激进行混合的刺激（见图 2-13）。

对于 CIE 1964 补充标准色度学系统，计算兴奋纯度和色度纯度也用同样的公式。

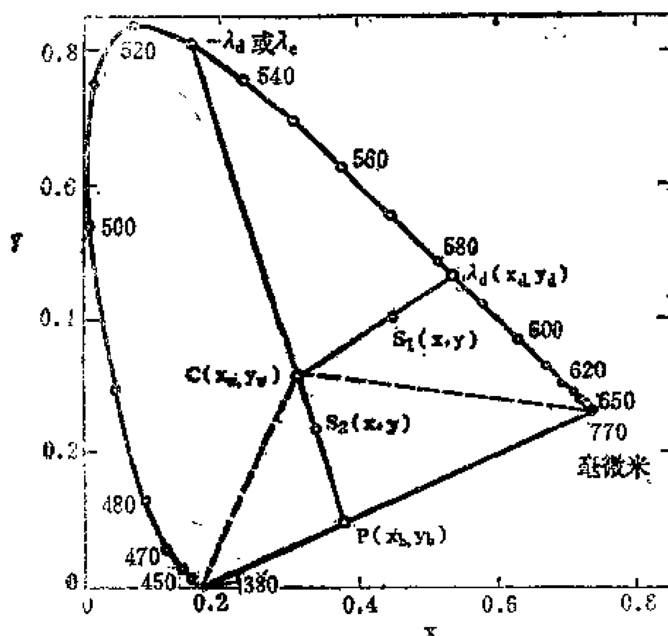


图 2-13　CIE 1931（x,y）色度图，图上举例说明两个色度点 $S_1(x,y)$ 和 $S_2(x,y)$，按照所推荐的方法测定这两个点的兴奋纯度和色度纯度。CIE 标准施照体 C 的色度点 $C(x_w,y_w)$ 在这里表示无彩度色刺激。λ_d 表示 S_1 的主波长，点 $-\lambda_d$（或λ_c）表示 S_2 的补色波长。

第三节　均匀颜色标尺

导出和应用均匀颜色标尺，都要提供一个典型的实验情况：用一个固定的施照体（例如

日光），将有色样品（涂料卡、有色纸等）对着一个背底（背景）进行曝光。这个背底，通常是非选择性反射的，但有一定的反射率，其值从高到低。所有的颜色刺激都是物体色，它的三刺激值确定了物体颜色立体中的有代表性的点，此物体色立体和施照体的相对光谱辐射度分布相适应。物体颜色立体中的点是可以用实际样品来实现的（至少在原理上是这样），这些点代表了任一所得标尺的刻度。

通常观察者所作的判断，往往超越了颜色匹配的范畴，人的主观因素要影响评价试验样品颜色知觉中某些特性的差别或相等。物体色的主要特性是色调、饱和度和明度。色调和饱和度可以一块考虑作为一个色度特性，这是一项综合特性，如果它较为简单的话，可以评价它的辐度差别。这些特性起初没有任何量和数意义上的定义，它们的标尺要由观察者的主观判断来构成。

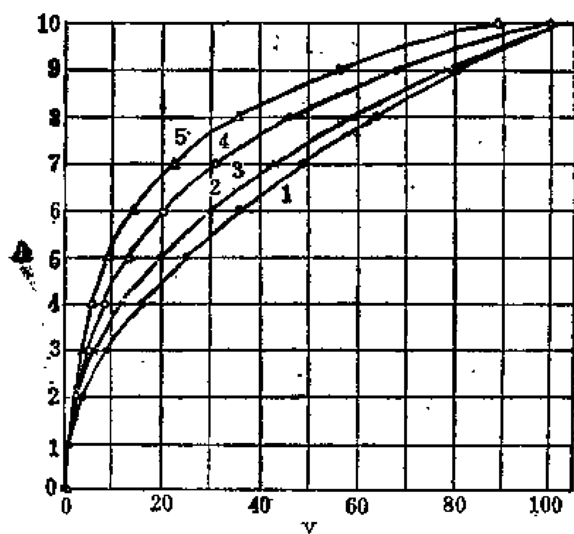


图 2-14　表 2-8 上列出的不同公式的明度标尺的步长 A 与光反射率 Y 之间的关系。曲线1：平方根公式；曲线2：孟赛尔明度函数；曲线3：CIE 明度指数；曲线4：色和谐标尺；曲线5：DIN系统的标尺。

一、明度标尺

大多数明度标尺的数据，仅仅用来处理无彩度色；而所研究的均匀明度标尺通常称为灰度标尺。灰度标尺通常是指一个给定标尺的明度分级 A（从黑到白变化）和相应灰度样品的光反射率 Y 之间的数学关系。表 2-8 列举了一些研究者所提供的这种关系。图 2-14 示出这些关系，

表 2-8　均匀明度标尺❶

名　称	方　程	编号	注　解
平方根公式	$A=10Y^{\frac{1}{2}}$	(1)	用于与原先的孟赛尔系统建立联系，应用于在白色背底上进行观察的场合
孟赛尔明度函数	$Y=1.2219A-0.23111A^2+0.23951A^3-0.021009A^4+0.0008404A^5$	(2)	用于与孟赛尔再标系统建立联系，应用于在中-灰背底上进行观察的场合（$Y_b\approx20$）；确定孟赛尔再标系统中孟赛尔明度（$V=A$）；光反射率 Y 是对绝对反射率为 97.5% 的氧化镁比较得来的，这样当 $A=10$ 时，$Y=102.568$
CIE 明度指数	$10A=W^*=25Y^{\frac{1}{3}}-17$ $1\leqslant Y\leqslant100$	(3)	对孟赛尔明度函数的近似
色和谐标尺	$A=10.25+5\log Y$	(4)	根据韦伯定律；$A=0$ 对应于好的颜料黑（$Y=0.009$）；$A=10$ 对应于好的颜料白（$Y=0.891$）；应用于在灰色背底上进行观察的场合
DIN 制标尺	$A=6.1723\log(40.7Y+1)$	(5)	根据修正的德贝夫公式，应用于反射率为 $Y_b\approx50\%$ 的灰色背底上进行观察的场合

❶由公式（1）—（5）所确定的 10 级明度标尺的灰卡光反射率（Y，百分比）由表 2-9 给出。

表 2-9　光反射率Y，%❶

从黑算起步长的数字	表 2—8 中的方程				
	(1)	(2)	(3)	(4)	(5)
0	0.0	0.0	……	0.9	0.0
1	1.0	1.2	1.3	1.4	1.2
2	4.0	3.1	3.2	2.2	2.7
3	9.0	6.6	6.6	3.8	5.1
4	16.0	12.0	11.9	5.6	8.5
5	25.0	19.8	19.3	8.9	13.3
6	36.0	30.0	29.2	14.1	20.5
7	49.0	43.1	42.1	22.4	31.2
8	64.0	59.1	58.4	35.5	46.1
9	81.0	78.7	78.4	56.2	68.0
10	100.0	102.6	……	89.1	100.0

❶光反射率Y按 CIE 施照体C和 CIE 1931 标准观察者进行计算。

观察者眼睛的适应状态与背底反射率有很大关系，它对明度标尺有很明显的影响。图2-14中不同曲线之间的分散性主要是由于不同的研究者在他们的实验研究中使用了不同的背底。

二、色度标尺

典型的色度标尺是明度保持不变时由恒定的色调轨迹和饱和度轨迹构成。这些轨迹形成一个极坐标系统（见图2-15）。中心点表示灰，同一同心圆上的点表示恒定饱和度的颜色。圆间的均匀间隔表示饱和度的均匀分级。由中心发出的辐射线上的点，表示同一色调的颜色。这些辐射线之间的角度相等，表示相等的色调差。这种类型色度标尺的典型例子，在孟赛尔系统中给出[3,4]。

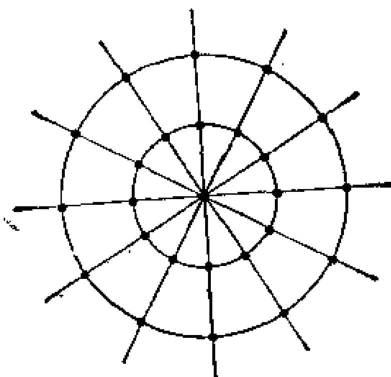


图 2-15　表示色度标尺图的极坐标系统。圆上的点表示恒定饱和度的颜色；辐射线上的点表示同一色调的颜色

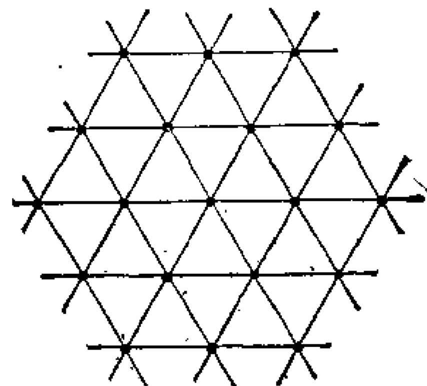


图 2-16　用于均匀色度标尺的三角形网络

另一类色度标尺是等边三角形网络，格子上的每一点代表一个样品，它与邻近 6 个点中的任一点之间的色度差别是相等的（见图2-16）。这样一组格子点样品，提供了一组等明度色的均匀标度。现在有迹象表明，观察者对色度差别的判断并不能满足在平面上构成这样一个理想的均匀标尺系统的要求；色知觉空间不是欧几里德几何学。美国光学学会所属均匀色

标委员会正在积极从事一项设计这类色度标尺的工作，该标尺尽量接近均匀性。

以孟赛尔系统为基础，作几个简单的但能接受的解析变换，就可对色度标尺提供一个定量的描述〔3,4〕。CIE 倾向于立方根公式和孟赛尔再标公式。

在另一种均匀化标度的方法中，要考虑位于 CIE三刺激值空间恒定明度平面上的所有激色刺激。只允许进行 CIE 空间的线性变换，也就是 CIE 色度坐标的投影变换〔或是1931 x，y），或是 1964（x_{10}，y_{10}）〕。目的是在等知觉色差的变换图中进行相等的位移。大家知道，这样一个均匀色标（UCS）图，对于一个完美的均匀空间来说，仅仅是一个粗略的近似，但已经发现有很大的实用价值。CIE推荐以下变换[14]

$$u=\frac{4x}{-2x+12y+3}\qquad v=\frac{6y}{-2x+12y+3}\tag{2-18}$$

最后所得到的图称为 CIE 1960 UCS 图（见图 2-17）。其他投影变换见文献〔3,4〕。

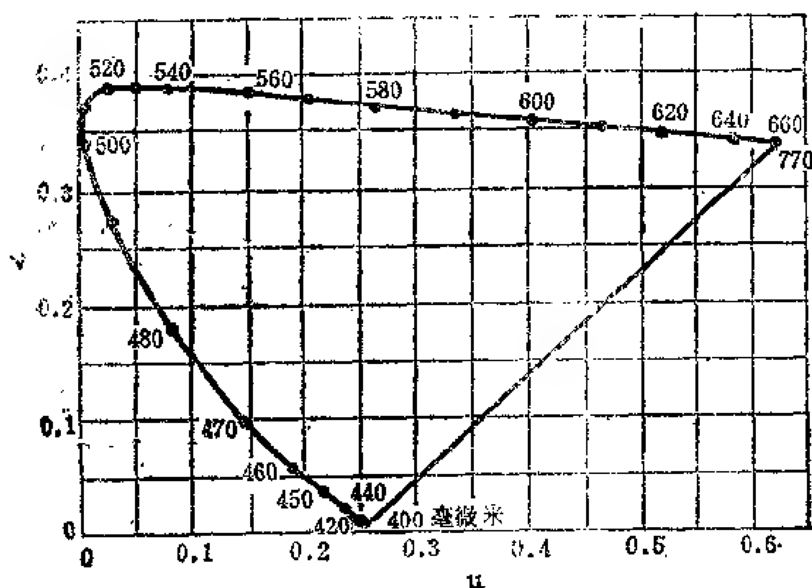


图 2-17　CIE 1960 UCS 图，它是 CIE 1931（x,y）色度图的投影变换

三、综合的明度和色度标尺以及色差公式

色度标尺和明度标尺的综合，可使物体色立体采样完满化，而解析表达式可允许计算这个立体中任何两个色之间的知觉色的差别。建议很多，但是没有一个是十分满意的。现在 CIE 建议进一步研究 4 个公式，其中包括 CIE 在 1964 年所推荐的试行公式。

CIE1964 公式所推荐的坐标系统是由变量 U^*，V^* 和 W^* 所组成，它们由三刺激值 X，Y，Z 确定，

$$\begin{aligned}W^*&=25\ Y^{\frac{1}{3}}-17\qquad 1\leqslant Y\leqslant 100\\U^*&=13\,W^*\ (u-u_0)\\V^*&=13W^*(v-v_0)\end{aligned}\tag{2-19}$$

其中

$$u=\frac{4X}{X+15Y+3Z}\qquad v=\frac{6Y}{X+15Y+3Z}\tag{2-20}$$

u_0和v_0是位于（U^*, V^*）系统原点的规格化无彩度色的变量值（这是CIE 1960 UCS图向三维情况的推广）。对于物体色，u_0，v_0和施照体相对应。

如果进行比较的物体色张角大于1°，小于或等于4°，用与CIE 1931标准色度观察者有关的X，Y，Z来计算U^*，V^*，W^*；如果张角大于4°，则用与CIE 1964补充标准色度观察者有关的X_{10}，Y_{10}，Z_{10}来计算U^*_{10}，V^*_{10}，W^*_{10}。

推荐用下述公式来计算二个颜色（U_1^*，V_1^*，W_1^*）和（U_2^*, V_2^*, W_2^*）之间的知觉色差ΔE。

$$\Delta E_{CIE} = [(U_1^* - U_2^*)^2 + (V_1^* - V_2^*)^2 + (W_1^* - W_2^*)^2]^{\frac{1}{2}} \tag{2-21}$$

这是在CIE 1964均匀颜色空间中二色（U_1^*，V_1^*，W_1^*和U_2^*，V_2^*，W_2^*）之间的距离。

应用ΔE_{CIE}要满足下述条件，比较两个同样大小和形状的物体色之间的差别，在同一"白到中灰"的背底中进行观察，观察者对一个与平均昼光视场相差不多的视场进行光适应。

立方根公式

$$L = 25.29G^{\frac{1}{3}} - 18.38, \qquad a = 106.0(R^{\frac{1}{3}} - G^{\frac{1}{3}})$$

$$b = 42.34(G^{\frac{1}{3}} - B^{\frac{1}{3}}); \tag{2-22}$$

其中

$$\begin{aligned} R &= 1.1084\,X + 0.0852\,Y - 0.1454\,Z \\ G &= -0.0010\,X + 1.0005\,Y + 0.0004\,Z \\ B &= -0.0062X + 0.0394\,Y + 0.8192\,Z \end{aligned} \tag{2-23}$$

两个颜色（a_1，b_1，L_1）和（a_2，b_2，L_2）之间知觉差别的大小ΔE用下述公式度量：

$$\Delta E_{CR} = [(a_1 - a_2)^2 + (b_1 - b_2)^2 + (L_1 - L_2)^2]^{\frac{1}{2}} \tag{2-24}$$

X，Y，Z到R，G，B的转换是赖利于1963年6月在维也纳的色度委员会会议上建议的，这个建议改进了1958年的建议。

孟赛尔再标公式

两个颜色（H_1，V_1，C_1）和（H_2，V_2，C_2）之间知觉差别的大小ΔE用下述公式表示：

$$\Delta E_{GM} = f_s\{2f_h C_1 C_2[1 - \cos 3.6(H_1 - H_2)] + (C_1 - C_2)^2 + 16(V_1 - V_2)^2\}^{\frac{1}{2}} \tag{2-25}$$

其中H，V和C分别是孟赛尔再标的色调、明度和饱和度。$H_1 - H_2$是以色调环路百分比表示的色调差；3.6（$H_1 - H_2$）代表以度表示的同一角度；f_h是色调权重因子，f_s是背底因子。当背底色近似等于两个被比较颜色的平均值时，$f_h = 1$和$f_s = 3$。对于一个白到中灰的背底，

$$f_h = \left[\frac{4}{3 - \cos 3.6(H_1 - H_2)}\right]^2 \tag{2-26}$$

$$f_s = \frac{15 + [\bar{C}^2 + 16(\bar{V} - V_s)^2]^{\frac{1}{2}}}{5 + [\bar{C}^2 + 16(\bar{V} - V_s)^2]^{\frac{1}{2}}} \tag{2-27}$$

其中$\bar{V} = (V_1 + V_2)/2$，　$\bar{C} = (C_1 + C_2)/2$，而V_s是灰或白的背底的孟塞尔明度值。

当 $f_s=1$ 时，公式变成戈德拉夫公式。f_n 用二倍戈德拉夫公式所规定的权重来权重色调差。因子 f_s 表示由于使用了与两个被比较颜色的平均值不同的背底，在色差的知觉上所引起的降低。

麦克亚当修改的弗里尔公式

颜色（X_1, Y_1, Z_1）和颜色（X_2, Y_2, Z_2）之间差别的知觉度量 ΔE 按下式进行计算

$$\Delta E_{Fc}=[(\Delta C)^2+(\Delta L)^2]^{\frac{1}{2}} \tag{2-28}$$

其中

$$\Delta C=K_1\Delta C_1 \qquad \Delta L=K_2\Delta L_2$$

$$\Delta C_1=\left[\left(\frac{\Delta C_{rg}}{a}\right)^2+\left(\frac{\Delta C_{yb}}{b}\right)^2\right]^{\frac{1}{2}}$$

$$\Delta L_1=\frac{P\cdot\Delta P+Q\cdot\Delta Q}{(P^2+Q^2)^{\frac{1}{2}}}$$

$$\Delta C_{rg}=\frac{Q\cdot\Delta P-P\cdot\Delta Q}{(P^2+Q^2)^{\frac{1}{2}}} \qquad \Delta C_{yb}=\frac{S\cdot\Delta L_1}{(P^2+Q^2)^{\frac{1}{2}}}-\Delta S$$

$$\Delta L_2=0.279\frac{\Delta L_1}{a} \qquad K_1=0.054+0.46Y^{\frac{1}{3}} \qquad K_2=0.465K_1-0.062$$

$$a^2=17.3\times10^{-6}\frac{P^2+Q^2}{1+2.73P^2Q^2/(P^4+Q^4)}$$

$$b^2=3.098\times10^{-4}(S^2+0.2015Y^2)$$

$$P=0.724X+0.382Y-0.098Z$$

$$Q=-0.48X+1.37Y+0.1276Z$$

$$S=0.686Z \tag{2-29}$$

X, Y, Z 是进行比较的两个颜色的三刺激值，ΔP, ΔQ 和 ΔS 是这两个颜色 P. Q, S 值之差。参数 K_1 和 K_2 是奇克林 1967 年 6 月在华盛顿举行的色度委员会会议上提出的，后来麦克亚当提出了上述 K_1 和 K_2 的简单变换式。

第四节 色度仪器

一、目视色度计

目视色度计可用目视的方法将试验色与一种可调节的色进行匹配。视场包括一个或几个试验色占据的面积和比较色占据的面积。观察者调节比较视场的颜色，直至试验面积和比较面积相匹配为止。一般说来，比较色可以用三种不同的方法进行调节，控制标尺以直接和简单的方式提供一组三个数字的颜色规范，并能转换成 CIE 三刺激值。[2—4]

（一）赖特色度计[15]

这种仪器（见图 2—18）是由双单色仪组成，它有两对色散棱镜 M_1-M_1 和 M_2-M_2，一个装在另一个上面。二个全反射小棱镜 T 和 D 置于上色散系统（M_1-M_1）所形成的光谱 S_1 中，作为下色散系统（M_2-M_2）的两个狭缝。经棱镜 P 反射后，这两个单色成分同时为观察者的眼睛所接收。棱镜 R_1 把上单色仪来的光束分散开，在 S_2 上形成第二个光谱。三个全反射小棱镜

R，G，B置于S_2。三个单色成分被这些棱镜反射，並经棱镜R_2改变方向，通过下色散系统（M_2-M_2）和棱镜P和Q，而为观察者的眼睛所接收。来自光谱S_1和S_2两组单色成分的混合光束，充满了场棱镜Q的邻接面积，从而构成视场。从棱镜R，G，B反射出来的单色光作为色匹配投影中的原色，它们的波长是650，530和460毫微米。棱镜前经过校正的中性密度光楔，可控制这些原色的发光度。在S_1上的棱镜T反射单色试验光，这个棱镜可沿着S_1移动。棱镜D置于S_1上，用来反射某一原色光，该原色光可以在试验色与另外两个原色光的混合光相匹配之前，用来降低试验色的饱和度。

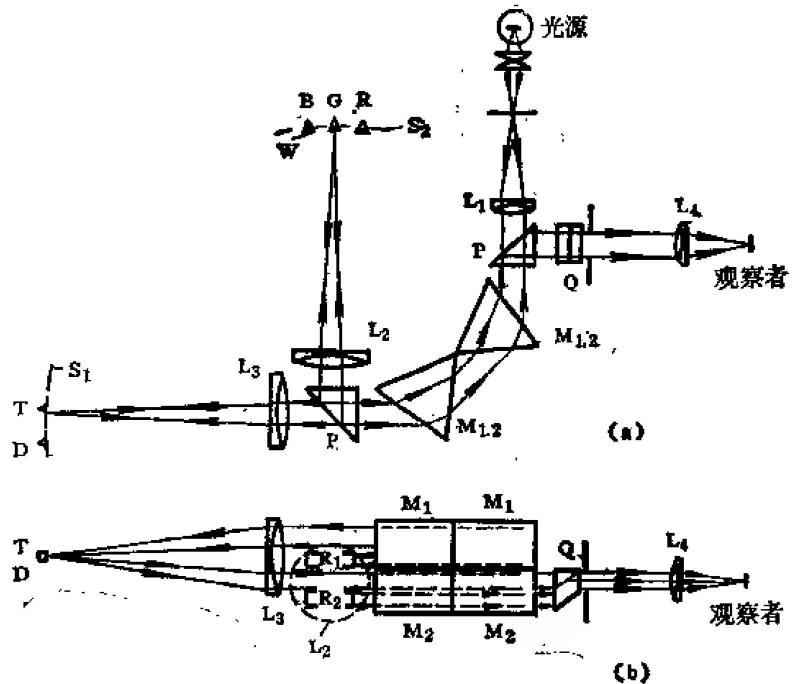


图2-18　赖特色度计
(*a*) 顶视图　(*b*) 侧视图

（二）斯太尔斯三色色度计[16]

原理图见图2-19。由三个带有消色散系统的西特尔脱型双单色仪组成，按垂直方向装置。一个可移动的窄狭缝可在中间一排的中心光谱中选择单色试验色，该试验色充满光度计立方体试验视场的一半。在上面一排中的三个固定狭缝，选择单色原色。这些原色经过单色

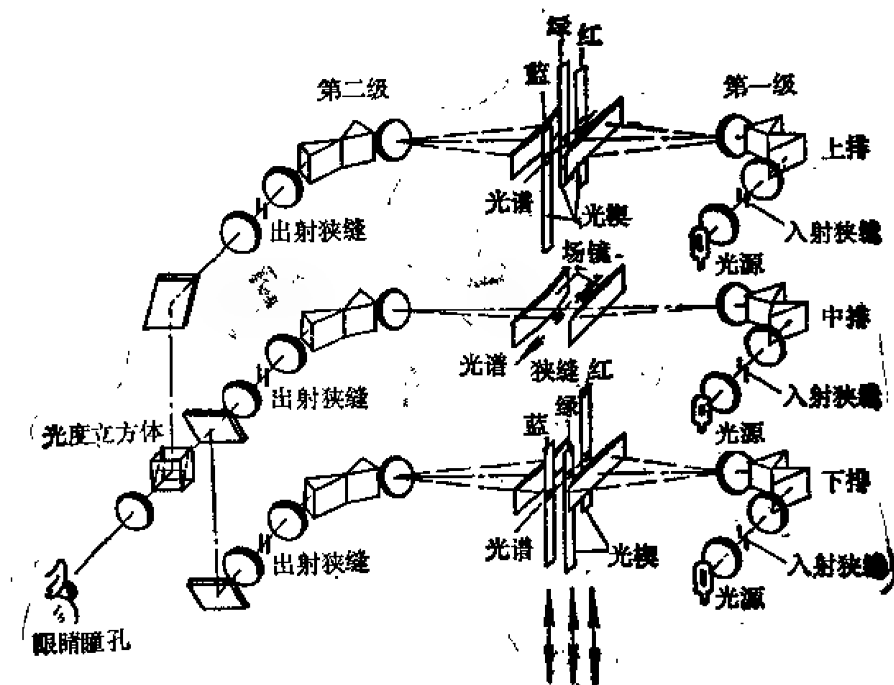


图2-19　三色度计的光学原理图

仪的第二级再组合后，就构成了一束混合光束，该光束充满光度计立方体中的比较视场。原色的发光度，是靠中心光谱狭缝后面的中性密度光楔进行独立变化的。下面一排给出与上一排同样波长的三原色的同样混合，只是量有所变化。这些原色可加到试验色上，以降低其饱和度。所以三排的出射狭缝成象在空间的同一点上，观察者的眼睛要使其瞳孔中心与这个点相一致，使得是4平方毫米狭缝图像中的所有光束都要被瞳孔所接收。观察者可用马克斯韦利安的目视方法看到由两部分组成的视场。不同的光度计立方体可给出不同的视场大小和形状。

（三）唐纳森六原色色度计

原理图见图2-20[17]。一束白炽灯光分别通过6块滤色片，提供6个原色光（红、橙、黄-绿、绿、蓝-绿和蓝）。在积分球中进行原色的加色混合后，充满观察者所能看到的光度视场的一半。另外一半视场（试验视场）则充满了来自第二个光源和样品的光，它们是装在主装置之外的。只使用6块滤色片中的3块，此仪器就可作原始的三刺激值色度计使用。然而在实际颜色匹配工作中，使用六原色是比较方便的，因为这样可以减少在三色匹配与试验色之间产生的异谱同色性。用六原色进行的颜色匹配可用6个原色滤色片来实现，后者装在目镜附近的7孔圆盘中。观察者通过一个滤色片进行观察，并调节比较视场中相应的原色，使其亮度与试验视场近似匹配。对于余下的5个滤色片都重复这一过程。然后观察者注视没有滤色片的光度场。因为试验场和比较场已调节至样品的6个部分中的每一部分在亮度中均近似匹配，可以认为它们已达到近似的颜色匹配。为了调节至最后匹配，只需要使用3个原色。唐纳森色度计可以按照1931或1964标准观察者和坐标系统进行校正。

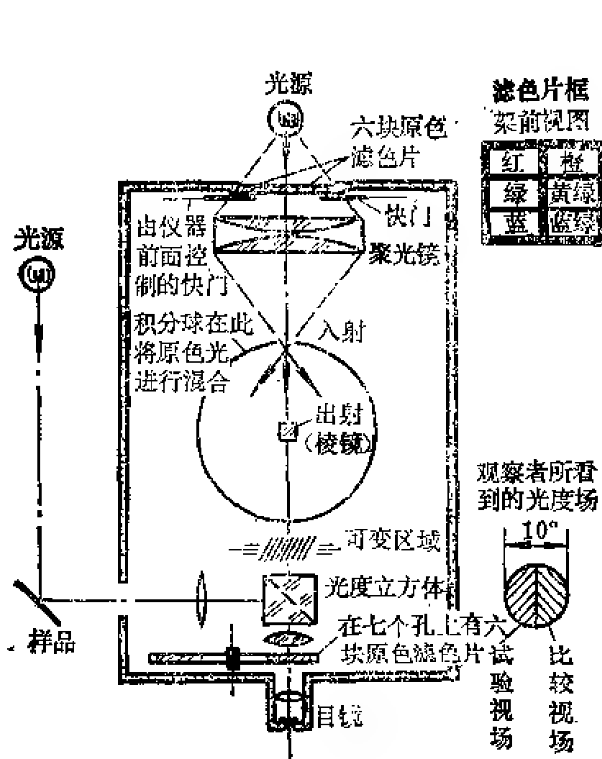


图2-20　六原色色度计的光学原理图

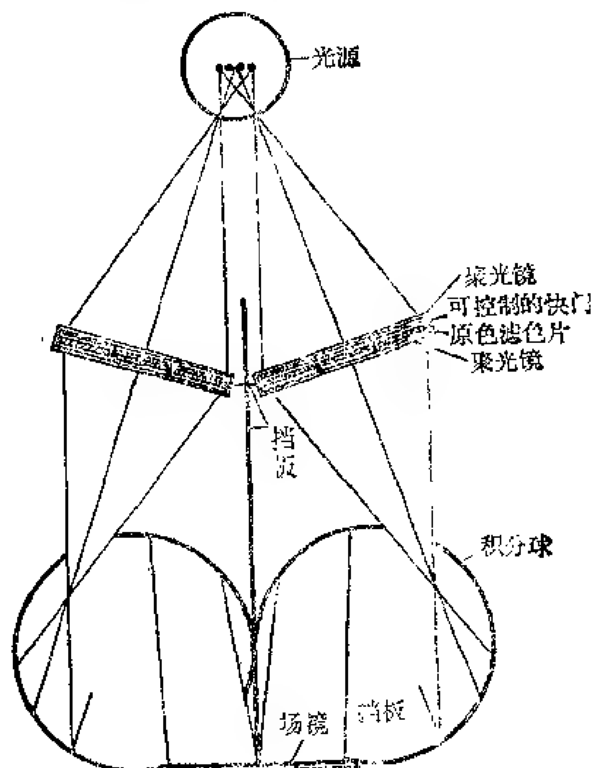


图2-21　麦克亚当双目色度计的光学原理图

（四）麦克亚当双目色度计[18]

原理图见图2-21。聚光透镜和场镜是塑料制成的菲涅耳透镜。仪器由两个对称的部分

组成，一个部分可提供一个视场，与另一部分所提供的颜色相匹配。由两个部分组成的大视场，可同时用两个眼睛进行观察。

（五）伯纳姆色度计[19]

原理图见图2—22。从白炽灯来的光束，通过原色滤色片（红、绿、蓝）框架、¼滤色片面积开口的孔径板和筒状积分器。筒状积分器前后面均用一块不透明的玻璃板盖着。筒状积分器的后表面，均匀地充满着原色光的混合光束。在水平和垂直两个方向移动固定孔径板前面的滤色片框架，可控制混合光的颜色。视场的亮度可由光源和滤色片之间的光衰减器来控制。另外一些滤色片可组合成4块和更多块的原色滤色片。通常用另一个同样的色度计来提供另一个用于颜色匹配目的或是研究其他色度学问题的视场。这两个视场并列在一起，以提供视场的两个部分。

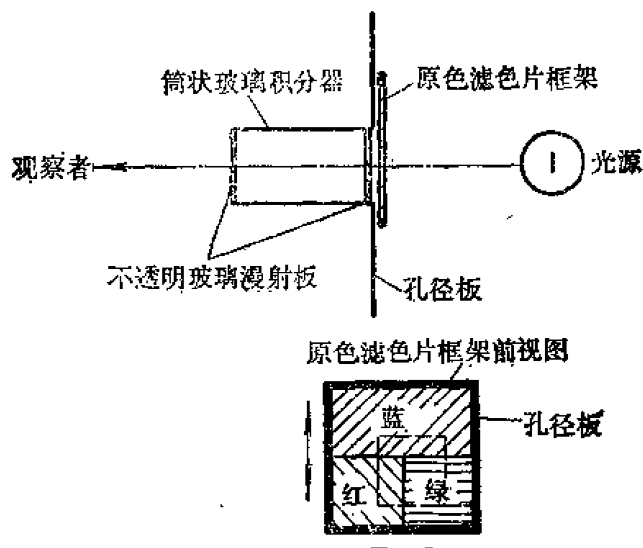


图2-22 伯纳姆色度计的光学原理图

二、光电色度计

光电色度计可用物理方法直接测出试验色的CIE三刺激值。

有两种主要的方法用来修正物理探测器，如光电池，光电倍增管的光谱响应，使得它们的光谱响应，接近一种CIE标准色度观察者所要求的光谱三刺激值。一种方法是使用一个带有光谱样板的双单色仪；另一种是使用滤色片。样板色度计所提供的标准光谱三刺激值 $\bar{x}(\lambda)$，$\bar{y}(\lambda)$，$\bar{z}(\lambda)$ 比大多数滤色片色度计所提供的要精确。然而，样板色度计通常比滤色片色度计要复杂得多。一种光电样板色度计的光学原理图如图2-23所示。

没有一种光电滤色片色度计的光谱响应函数是与 $\bar{x}(\lambda)$，$\bar{y}(\lambda)$，$\bar{z}(\lambda)$ 函数完全一致的。这种缺点限制了这类仪器用来直接读出CIE三刺激值X,Y,Z。然而，作为色差计，它们是十分有用的。如果这台仪器中，已知进行比较的两种颜色中的一种的三刺激值，而另一种只和它稍有差别，则可以很满意的精度测出它们之间的三刺激值差别。光电滤色片色度计的光学原理如图2-24所示。

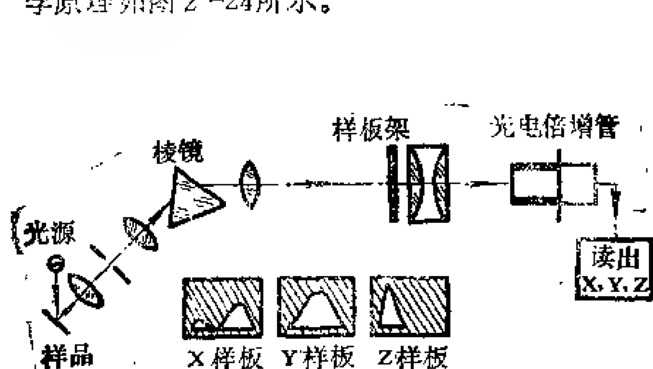


图2-23 光电样板色度计的光学原理图

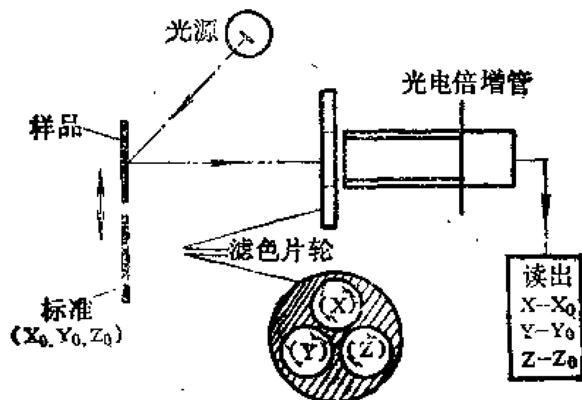


图2-24 光电滤色片色度计的光学原理图

三、分光辐射计和分光光度计

分光辐射计

用来度量光源辐射度（或任何其他的辐射量）的光谱分布。它主要由一台单色仪和一个辐射功率探测器如热电堆或光电元件组成。辐射功率进入单色仪的入射狭缝，选择辐射功率中的窄光谱带，並通过出射狭缝而到达探测器的光敏表面。

很少直接测定一个试验光源的绝对光谱辐射度分布，因为它需要知道光源和探测器之间的光学系统的光谱透过率以及探测器本身的绝对灵敏度。通常，分光辐射计用来将试验光源的光谱辐射度分布与一个参考光源的已知分布进行比较。这个参考光源通常是一个白炽灯，它用固定温度的黑体辐射体进行过校正。

分光光度计

用来测量物体的光谱透射率和光谱反射率。在设计方面，它与分光辐射计相同，但目的不同。它是用来在每一波长上比较该物体的出射和入射辐射功率，或是比较离开此物体与被白的工作标准反射的辐射功率。通常，分光光度计带有光源内照明装置，此光源在所有感兴趣的波长上，均能对样品和标准提供合适的照射。实际的光谱辐射度分布並不重要，因为测量的仅仅是不同波长上的功率比例。但是，应该注意下面一点，即所测得的光谱透射率和光谱反射率与所采用的照明条件和观测条件有关。对于光谱透射率的测量，入射功率通常垂直于物体表面，而观测角度接近同一方向；对于不透明物体的光谱反射率的测量，照明条件和观测条件CIE已作了推荐。

参 考 文 献

[1] CIE (Commission Internationale de l'Eclairage), Inter-national Lighting Vocabulary, pube. CIE, I, (1957).

[2] Optical Society of America, Committee on Colorimetry The Science of Color, Optical Society of America, (1953).

[3] Judd, D. B. and G. Wyszecki, Color in Business, Science and Industry, Wiley, (1963).

[4] Wyszecki, G. and W. S. Stiles, Color Science: Concepts and Methods, Quantitative Data and Formulas, Wiley, (1967).

[5] CIE, CIE Document on Colorimetry (Official Recommendations), CIE, (1970).

[6] Henderson, S, T, and D. Hodgkiss, *Br. J. Appl. Phys.*, 14, 125 (1963).

[7] Condit, H. R, and F. Grum, *J. Opt. soc. Am.*, 54, 937 (1964).

[8] Das, S. R., and V. D. Sastri, *J. Opt. Soc. Am.*, 55, 319 (1965).

[9] Winch, G.T., M. C. Boshoff, C. J. Kok, and A. G. du Toit, *J. Opt. Soc. Am.*, 56, 457 (1966).

[10] Sastri, V.D. P., and S.R.Das, *J. Opt. Soc. Am.*, 56, 829 (1966).

[11] Nayatani, Y., M. Hitani and H. Minato, *Bull Electrotech. Lab. Jap.*, 31, 55 (1967).

[12] Tarrant, A. W. S., *Trans. Illum. Eng. Soc. Lond*, 33, 75 (1968).

[13] Judd, D. B., D. L. MacAdam, and G. Wyszecki, *J. Opt. Soc. Am.*, 54, 1031 (1964).

[14] MacAdam, D.L., *J. Opt. Soc. Am.*, 27, 294 (1937).

[15] Wright, W.D., *Trans. Opt. Soc.*, 29, 225 (1927—1928).

[16] Stiles, W.S., *Phys. Soc. Yearb.*, 44 (1955).
[17] Donaldson, R., *Proc.Phys. Soc. Lond.*, 59, 554 (1947).
[18] MacAdam, D.L., *J. Opt. Soc. Am.*, 40, 589 (1950).
[19] Burnham, R.W., *Am. J. Psychol.* 65, 603 (1952).
[20] 荆其诚、焦书兰、喻柏林、胡维生，色度学，科学出版社 (1979).

第三章 光 谱 学

第一节 引 言

光谱是按电磁辐射频率来划分的某一频率区，或者说是按电磁辐射波长来划分的某一波段。这两种意义是相同的，因此，凡在以后遇到“光频区”和“光谱区”这两个术语时，它们的含意亦是相同的。

光谱区是指从远红外区到紫外区的光谱范围，而光谱区中所包含的可见光谱区只占其中很小的一部分。为了工作方便起见可以把电磁辐射的光谱范围划分为几个部分，即紫外区（0.03—0.4微米）、可见光区（0.4—0.76微米）和红外区（0.8—300微米)。光谱区的划分尚无统一的规定，概略划分可参考图 3-1。目前红外区发展最快的波段范围是8—30微米。

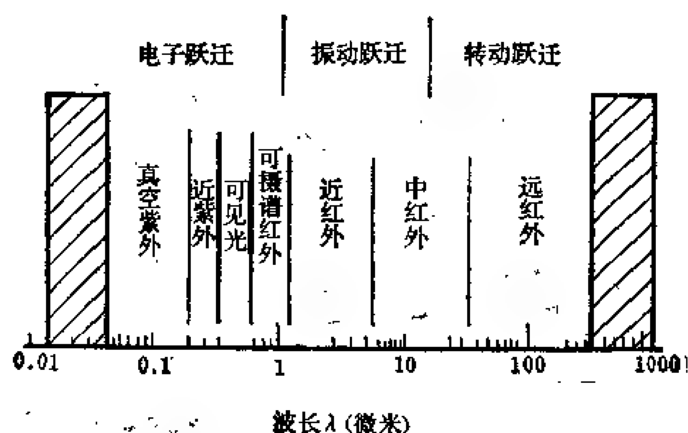


图 3-1 电磁辐射谱的光频区

在实际应用中光谱区具有下列两种特性：①可以通过某些反射镜和透镜来使辐射进行聚焦、转向和控制；②可以利用棱镜或光栅来使辐射产生色散而成为光谱。分立的线状单色光谱称为线状光谱或谱线，在小波段范围内连续的光谱称为谱带，而在大范围内连续的光谱称为连续光谱。固体发射出来的热辐射是连续光谱，而被激发的原子或分子所发射的辐射是各种分立的光谱。这些分立的光谱标志着原子或分子的特性。具有线状光谱的光源中包括电弧、火花和气体放电管等。大多数原子的光谱是十分复杂的，并且谱线的图样呈现不规则的形式；只有少数几种元素（例如氢和碱金属）的光谱比较简单。这些光谱既易于辨别又可以归纳出几组简单的谱线系来。当使用低分辨本领的光谱仪器时，许多分子的光谱尤其是双原子的分子光谱呈现出有规则间隔的谱带。但是在使用具有高分辨本领的光谱仪器时，就可以发现这些谱带是一些紧密排列在一起的分立谱线系。

光谱线有两种特性：波长和强度。由于实际上谱线也是有一定宽度的，所以在表示谱线的波长特性时常常是注明它的中心波长或强度最大值的波长。

当一束白光通过一种未被激发的气体或蒸气时，组成蒸气的原子或分子就要吸收某些频率的光线，此光线的频率恰好等于被激发原子或分子所发射的光频率。由此得出结论：当光线通过蒸气之后，在一些特殊频率上的强度将被减弱或被全部吸收。这种现象在亮的连续背景上将使太阳的光谱出现许多暗线。这就是著名的夫琅和费线。这些暗线揭示出在太阳的上层表面大气中，存在一个冷气层。从太阳表面上发射出来的大约5500开尔文的辐射光线，当通过这一冷气层时将被这里的原子所吸收。

实际上，在固体中也存在这种选择吸收的现象。所有的透明固体在近红外和紫外区都存在着某些宽的吸收带。在大多数带颜色的物质中，这些吸收带将扩展到可见光谱区。然而在某些含有稀土元素杂质的晶体或玻璃中却出现比较窄的吸收带。

利用光谱可以鉴定物质的化学性质，光波长也可以作为长度标准的依据。因而光谱学对现代科学领域内许多学科都具有极其重要的意义。

第二节 光学中常用的光谱

属于光辐射范围内的有紫外光、可见光和红外光。我们把光学中常用的光谱列成下列几种表格：表 3-1 电磁波谱、表 3-3 太阳光谱、表3-4 光学设计用谱线、表 3-5 常用激光光谱谱线、表 3-6 常用原子和分子光谱、表 3-7 按波长顺序排列的光谱谱线。

表 3-6 是以辐射物质的英文顺序排列的，其波长单位为毫微米，并注有相对的辐射强度。当对相对辐射强度进行比较时可能会出现一些误差；这是由于温度、压力、浓度和检测仪器诸因素影响所至。表 3-7 是按波长顺序排列的。全表的光谱范围约为1—50000毫微米。因此只能把辐射强度较高的谱线列入表中。编表过程中参阅了文献〔1—9〕。

目前采用的基准长度标准是“米”，1 米的定义是氪 86 真空放电管在 -20℃时所发射的波长的1,650,763.73倍。在实际应用中可以使用各种适用的二等标准。目前，激光，特别是高精度稳频激光的出现，又为米的新定义创造了条件。1982 年 6 月初在巴黎举行国际米定义咨询委员会和国际单位制咨询委员会上推荐的新米定义为：“米是光在真空中1/299,792,458 秒时间间隔内传播距离的长度。”一般是用稳频激光的频率值和由它导出的波长值来复现新米定义。

一、电磁波谱

表 3-1 电磁波谱

辐射类型		频　率	波　长	量子能量
“波”区	无线电波	$\leqslant 10^9$ 赫兹	≥300毫米	≤0.000004电子伏
	微波	10^9—10^{12} 赫兹	300—0.3毫米	0.000004—0.004电子伏
“光学区”	红外	10^{12}—4.3×10^{14}赫兹	300—0.7微米	0.004—1.7电子伏
	可见	4.3×10^{14}—5.7×10^{14}赫兹	0.7—0.4微米	1.7—2.3电子伏
	紫外	5.7×10^{14}—10^{16}赫兹	0.4—0.03微米	2.3—40电子伏
“射线”区	x射线	10^{16}—10^{19}赫兹	300—0.3埃	40—40000电子伏
	γ射线	$\geqslant 10^{19}$赫兹	≤0.3埃	≥40000电子伏

二、波长与波数的换算

表 3-2　波长与波数换算表

λ(埃)	ν(厘米$^{-1}$)	λ(埃)	ν(厘米$^{-1}$)	λ(微米)	ν(厘米$^{-1}$)	λ(微米)	ν(厘米$^{-1}$)
2000	50000	7500	13333	2.60	3840	65.0	154
2100	47619	7750	12903	2.70	3704	70.0	143
2200	45455	8000	12500	2.80	3571	75.0	133
2300	43478	8250	12121	2.90	3448	80.0	125
2400	41667	8500	11765	3.00	3333	85.0	118
2500	40000	8750	11429	3.10	3226	90.0	111
2600	38462	9000	11111	3.20	3125	95.0	105
2700	37037	9250	10811	3.30	3030	100	100
2800	35714	9500	10526	3.40	2941	110	91
2900	34483	9750	10256	3.50	2857	120	83
3000	33333	10000	10000	3.60	2778	130	77
3100	32258	10250	9756	3.70	2703	140	71
3200	31250	10500	9524	3.80	2632	150	67
3300	30303	10750	9302	3.90	2564	200	50
3400	29412	11000	9091	4.00	2500	250	40
3500	28571	11250	8889	4.50	2222	300	33
3600	27778	11500	8696	5.00	2000	350	29
3700	27027	11750	8511	5.50	1818	400	25
3800	26316	12000	8333	6.00	1668	450	22
3900	25641	12250	8163	6.50	1539	500	20
4000	25000	12500	8000	7.00	1429	550	18
4100	24390	12750	7843	7.50	1333	600	17
4200	23810	13000	7692	8.00	1250	650	15
4300	23256	13500	7407	8.50	1177	700	14
4400	22727	14000	7143	9.00	1111	750	13
4500	22222	14500	6897	9.50	1053	800	12.5
4750	21053	15000	6667	10.00	1000	850	11.8
5000	20000	16000	6250	15.00	667	900	11
5250	19048	17000	5882	20.00	500	1000	10
5500	18182	18000	5556	25.00	400	2000	5
5750	17391	19000	5263	30.00	333	3000	3.3
6000	16667	20000	5000	35.00	286	4000	2.5
6250	16000	21000	4726	40.00	250	5000	2.0
6500	15385	22000	4546	45.00	222	6000	1.7
6750	14815	23000	4348	50.00	200	7000	1.48
7000	14286	24000	4167	55.00	182	8000	1.25
7250	13793	25000	4000	60.00	167	9000	1.1

三、太阳光谱——夫琅和费谱线

表 3-3 太阳光谱—夫琅和费谱线

谱线	辐射源	波长(埃)	强度	谱线	辐射源	波长(埃)	强度
y	大气O_2	8987.65	10	G	Fe, Ti^+	4307.912	6
x_4	Mg	8806.775	14		Ca	4307.747	3
x_3	Ca^+	8662.170	23		Ca	4226.740	20
x_2	Ca^+	8542.144	25	h	H_δ	4101.748	40
x_1	Ca^+	8498.062	20	H	Ca^+	3968.492	700
Z	大气O_2	8226.962	20	K	Ca^+	3933.682	1,000
A	大气O_2	7593.695	10	L	Fe	3820.436	25
a	大气O_2	7184.526	8	M	Fe	3727.634	4
B	大气O_2	6867.187	4	N	Fe	3581.209	30
C	Hα	6562.808	40	O	Fe	3441.019	15
a	大气O_2	6276.607	2	P	Ti^+	3361.193	8
D_1	Na	5895.940	20	Q	Fe	3286.772	7
D_2	Na	5889.973	30	R	Ca^+	3181.276	3
D_3	He	5875.650			Ca^+	3179.342	5
	He	5875.618		r	Fe	3143.996	2
E	Fe	5270.388	4		Ti^+	3143.764	4
	Ca	5270.268	3	S_1	Ni	3101.895	3
	Fe	5269.550	8		Ni	3101.574	4
b_1	Mg	5183.619	30	S_2	Fe	3100.682	3
b_2	Mg	5172.693	20		Fe	3100.325	4
b_3	Fe^+	5169.050	4		Fe	3099.987	3
	Fe	5168.908	3		Fe	3099.896	3
b_4	Fe	5167.508	5	s	Fe	3047.614	35
	Mg	5167.328	15	T	Fe	3021.077	30
F	H_β	4861.342	30		Fe	3020.656	40
g	Hγ	4340.475	20		Fe	3020.490	20
				t	Fe, Ni	2994.436	40

四、光学设计用谱线

表 3-4 光学设计用谱线

符号	元素	颜色	波长(毫微米)
i	Hg	紫外	365.01
h	Hg	紫	404.66
G	H	紫	434.05
g	Hg	蓝	435.83

续表

符　号	元　素	颜　色	波长(毫微米)
F′	Cd	蓝	479.99
F	H	蓝	486.13
e	Hg	绿	546.07
d	He	黄	587.57
D	Na	黄	589.29
C′	Hg	红	641.90
C	H	红	656.28
t	Hg	红外	1014

五、常用激光光谱谱线

表 3-5　常用激光光谱谱线

波长(毫微米)	类　型	波长(微米)	类　型
337.1	N_2(脉冲)	1.06	Nd^+
441.6	He -Ca^+	2.10	YAG-Ho
476.2	Kr^-	3.39	He-Ne
488.0	Ar_+	3.507	He-Xe
514.5	Ar^+	9.0	He-Xe
520.8	Kr^+	10.6	CO_2
540.1	Ne(脉冲)		
568.2	Kr^+		
632.8	Ne		
647.1	Kr^+		
694.3	红宝石(脉冲)		
844.6	GaAs		

六、常用原子和分子光谱

表 3-6　常用原子和分子光谱

铝　Al　Z = 13

波长(毫微米)	相对强度	波长(毫微米)	相对强度	波长(毫微米)	相对强度
7.6543(2)	1,000	9.0200	1,000	185.4720	1,000
7.8327(2)	1,000	10.4047	1,000	309.2713	1,000
7.8351	1,000	10.7945	1,000	394.4032	2,000
8.5515	1,000	10.9514	1,000	396.1527	3,000
8.8170	1,000	13.0413(4)	1,000		

氧化铝　AlO

由一系列单头谱带组成并向红光方向递降。光谱范围为 437.4—522.5毫微米，强谱带在464.8和484.21毫微米处。

氨　NH3

氨光谱的特征是：强谱带是在8.5—14微米处，强度最大的谱带在10.35和10.75微米处。另一强谱带的中心在 6.1 微米处，其范围为 5.5- 7微米。弱谱带为 2.25—2.9 微米。另外，还有一个强谱带在 794.9 毫微米处，并一直递降到 787.4 毫微米。连续强谱带的最大强度在 563.5—567.0 毫微米处。有些扩展的谱带在 230 毫微米以下，其中最强的谱带是在208.64、204.84和201.09毫微米处。

续表

氩　Ar　Z=18					
波长(毫微米)	相对强度	波长(毫微米)	相对强度	波长(毫微米)	相对强度
46.2007	1,000	394.898	2,000	565.070	1,500
63.7282	1,000	404.442	1,200	810.369	2,000
70.0398	1,000	415.859	1,200	811.5311	5,000
74.02695	1,000	419.103	1,200	826.452	1,000
85.0602	1,000	419.832	1,200	840.821	2,000
91.97815	1,000	420.068	1,200	842.465	2,000
93.20528	1,000	425.936	1,200	852.144	2,000
104.8218	1,000	426.629	1,200	922.450	1,000
360.652	1,000	430.010	1.200	965.77	1,500
394.750	1,000	470.232	1,200	978.450	1,000

钡　Ba　Z=56					
350.112	1,000	614.172	2,000	728.027	1,000
455.4042	1,000	659.532	1,000		
553.5551	1,000	705.996	2,000		

钙　Ca　Z=20					
393.367	600	854.209	1,000	1034.385	500
422.6728	500	866.214	1,000		

碳　C　Z=6					
3.3736	1,000	51.15225	1,000	117.5711	1,000
24.4907	1,000	53.83130	1,000	131.1363	1,000
28.9230	1,000	57.42809	1,000	133.57077	1,000
31.2422	1,000	68.73453	1,000	154.8195	1,000
37.1694(2)	1,000	90	1,000	156.14382	1,000
38.4178	1,000	97.7020	1,000	165.70078	1,000
41.9714	1,000	101.0374	1,000	193.09054	1,000
45.9633	1,000	103.70182	1,000	909.489	50

碳　C_2

碳或烃类辐射源中有三组强谱带系。最常见的分子带光谱系是436.5—668.0毫微米，特征谱带是436.5、473.71和516.52毫微米，并向紫外光方向递降。第二组带光谱系的特征谱带是在468.02和589.93毫微米处，亦递降到紫外光。第三组带光谱系的特征谱带是在360.73、385.22和410.23毫微米处，并递降到更短波长。

二氧化碳　CO_2

在紫外光和可见光区有两条宽谱带。一条是辉光放电产生的，其范围是280—500毫微米，由向红光方向递降的几条窄谱带组成。第二条宽谱带是一氧化碳燃烧的火焰光，由多条窄谱带组成。最强的谱带在350—500毫微米之间，其最大值在420毫微米上。大气的红外吸收光谱证明CO_2吸收带的中心在2.7、4.3和15微米上，最后一条吸收带最强。

续表

一氧化碳　CO

一氧化碳光谱的特征是在可见光谱区和紫外光谱区内有许多条锐谱线。在红外光谱区内有一条从 4.6 到 4.75微米的主要光谱带。

铯　Cs　Z=55

波长(毫微米)	相对强度	波长(毫微米)	相对强度	波长(毫微米)	相对强度
455.5355	2,000	852.110	5,000	1002.439	1,000
459.3177	1,000	894.350	2,000	1012.3	1,200
807.902	1,000	917.224	1,000		

CH

在碳氢化合物燃烧时和许多天文物理辐射源内都可以容易地得到此光谱。此光谱有三组带谱系分布在 314.3、390.0 和 430.0 毫微米上。最后的一组带谱系强度最高，特征强谱带在 431.25 毫微米上。它是许多碳氢化合物反应时所特有的光谱，例如在彗星的头部和太阳的大气层内可以发现此光谱。

铜　Cu　Z=39

波　长(毫微米)	相对强度	波　长(毫微米)	相对强度	波　长(毫微米)	相对强度
159.3758	1,000	259.263	1,000	327.3962	3,000
164.2208	2,000	282.437	1,000	578.213	1,000
172.2679	1,000	324.7540	5,000		

氰　CN_2

此种分子最显著的特征是 13—14.2 微米的宽带光谱，其最大值在 13.55 和 13.85 微米上。此外在 4.7 微米处也有一锐谱带。

锗　Ge　Z=32

波　长(毫微米)	相对强度	波　长(毫微米)	相对强度	波　长(毫微米)	相对强度
303.9064	1,000				
氦　He　Z=2					
58.43340	1,000	388.8646	1,000	587.5618	1,000
氢　H　Z=1					
121.5339	1,000	656.2725	1,000	656.2849	2,000
121.5668	670				

氢　H_2

氢分子的发射光谱有几种特性，但不象普通的光谱结构那样具有最大值和成组的谱线。光谱强度最高点在黄光上，但扩展到整个可见光谱区。

续表

碘 I Z=53

波　长 (毫微米)	相对强度	波　长 (毫微米)	相对强度	波　长 (毫微米)	相对强度
20.6238	900	54.9692	900	69.5878	1,000
54.6461	900	60.8246	1,000		

铁 Fe Z=26

波　长 (毫微米)	相对强度	波　长 (毫微米)	相对强度	波　长 (毫微米)	相对强度
247.2909	1,000	298.3572	1,000	373.7133	1,000
253.5604	1,000	299.4429	1,000	374.9487	1,000
259.8369	1,000	302.0640	1,000	385.9913	1,000
259.9396	1,000	358.1195	1,000	440.4752	1,000
259.9570	1,000	371.9935	1,000		
296.6900	1,000	373.4867	1,000		

氧化铁 FeO

强谱带在铁弧焰的黄光处和近红外光中可以看到。黄光谱带通常和在609.73、610.969、618.065和621.869毫微米上的诸强谱带一同出现。强红外谱带出现在811.2、813.7、823和830.2毫微米上。

氪 Kr Z=36

波　长 (毫微米)	相对强度	波　长 (毫微米)	相对强度	波　长 (毫微米)	相对强度
435.518	3,000	760.15465	5,000	829.81091	5,000
465.887	2,000	810.43660	5,000	850.88736	3,000
473.900	3,000	811.29023	5,000	877.67498	5,000
557.02895	2,000	819.00570	3,000	892.86934	2,000
587.09158	3,000	826.32412	2,000	1022.146	1,000

铅 Pb Z=82

波　长 (毫微米)	相对强度	波　长 (毫微米)	相对强度	波　长 (毫微米)	相对强度
216.9994	1,000	239.379	2,500	405.7820	2,000
220.3505	5,000				

锂 Li Z=3

波　长 (毫微米)	相对强度	波　长 (毫微米)	相对强度	波　长 (毫微米)	相对强度
13.4998	200	323.261	1,000	670.784	3,000
19.9282	300	610.364	2,000	812.652	1,000

镁 Mg Z=12

波　长 (毫微米)	相对强度	波　长 (毫微米)	相对强度	波　长 (毫微米)	相对强度
18.0617	1,000	31.2311	1,000	285.2129	300
23.1730	1,000	32.0999	1,000	383.826	300
27.6381	1,000	35.3094	1,000	518.362	500

汞 Hg Z=80

波　长 (毫微米)	相对强度	波　长 (毫微米)	相对强度	波　长 (毫微米)	相对强度
253.6519	2,000	546.0740	2,000	579.065	1,000
435.835	3,000				

续表

甲烷　CH_4

甲烷的光谱带出现在3.31微米附近，其特征是有几条锐谱线。甲烷的宽谱带则从7.2到8.2微米，中心位于7.7微米上。

氖　Ne　Z=10

波　长（毫微米）	相对强度	波　长（毫微米）	相对强度	波　长（毫微米）	相对强度
35.8721	1,000	48.9501	1,000	470.440	1,500
36.5504	1,000	73.5895	1,000	470.885	1,200
46.0725	1,000	77.0409	1,000	471.534	1,500
46.9820	1,000	352.047	1,000	488.492(2)	1,000

镍　Ni　Z=28

波　长（毫微米）	相对强度	波　长（毫微米）	相对强度	波　长（毫微米）	相对强度
169.2514	1,000	313.411	1,000	356.637	2,000
176.9643	1,000	341.4765	1,000	357.187	1,000
260.113	2,000	344.626	1,000	359.771	1,000
263.289	2,000	349.2956	1,000	361.046	1,000
300.249	1,000	351.5054	1,000	361.939	2,000
305.082	1,000	352.4541	1,000	712.224	1,000
310.155	1,000				

一氧化氮　NO

一氧化氮分子的谱带在5.25和5.4微米上。

氮　N　Z=7

波　长（毫微米）	相对强度	波　长（毫微米）	相对强度	波　长（毫微米）	相对强度
28.3579	1,000	92.3220	1,000	123.8821	1,000
33.5050	1,000	95.5335	1,000	171.8551	1,000
37.4441	1,000	108.5701	1,000	410.998	1,000
77.5965	1,000	119.95490	1,000	415.146	1,000
91.6701	1,000	120.02238	950	600.848	8,000

氮　N_2

氮分子有许多光谱带系，第1和第2谱带系很容易得到。前者向紫光方向递降，其波段范围是503—1042毫微米，强谱带在580.43、646、654.48、662.36、891.16和1042毫微米上。后者向更短波长方向递降，带宽范围是281.4—497.6毫微米，最强谱带在337.13、357.69、375.54、380.49和399.84毫微米上。

一氧化二氮　N_2O

此分子光谱的主要特征是光谱带的中心位于7.77微米处，带宽为7.5—8.1微米，辅助峰值是在8.5和8.7微米上。另一条强谱带是16—17.5微米，中心在17微米上。较弱的谱带在2.85、3.9和4.5微米上可以看到。

续表

氧 O Z=8

波 长（毫微米）	相对强度	波 长（毫微米）	相对强度	波 长（毫微米）	相对强度
1.8969	1,000	164.366	1,000	777.1928(3)	1,000
2.1602	1,000	176.778	1,000	794.757	1,000
17.3082	1,000	436.830	1,000	844.638	2,000
62.9732	1,000	615.820	1.000		

氧 O_2

在此种分子的舒曼—朗格谱系中190毫微米以下有几条强谱带，在175.9毫微米以下光全部被吸收，最强的谱带在179.2、180.31、181.56、183.01、184.58和186.30毫微米处。几条谱带的强度都与压力有关。更强的谱带在384.11、409.59和417.32毫微米上可以看到。

臭氧 O_3

臭氧的吸收特性对从地面上的观察者来说是非常重要的。在300—360毫微米的紫外光中间有明显的锐截止。在573和602毫微米上也有两条强扩展谱带。在红外波段内主要的光谱带在4.7、9.6、13.8和14.4微米处。

钾 K Z=19

波 长（毫微米）	相对强度	波 长（毫微米）	相对强度	波 长（毫微米）	相对强度
766.4907	9,000	769.8979	5,000		

硅 Si Z=14

波 长（毫微米）	相对强度	波 长（毫微米）	相对强度	波 长（毫微米）	相对强度
11.7860	1,000	139.3755	1,000	288.1578	500
11.8968	1,000	153.34320	1,000		
126.47374	1,000	198.8993	1,000		

银 Ag Z=47

波 长（毫微米）	相对强度	波 长（毫微米）	相对强度	波 长（毫微米）	相对强度
328.0683	2,000	520.9067	1,500	546.5487	1,000
338.2891	1,000				

钠 Na Z=11

波 长（毫微米）	相对强度	波 长（毫微米）	相对强度	波 长（毫微米）	相对强度
16.8084	1,000	37.8143	1,000	330.232	600
19.0440	1,000	40.0722	1,000	588.9953	9,000
30.8264	1,000	41.0371	1,000	589.5923	5,000
31.9638	1,000	46.3263	1,000	819.481	1,000

锶 Sr Z=38

波 长（毫微米）	相对强度	波 长（毫微米）	相对强度	波 长（毫微米）	相对强度
460.7331	1,000	707.010	1,000	1032.729	1,000

续表

二氧化硫 SO_2

此分子光谱的重要特性是强谱带在 8—9.9 和 7.1—7.7 微米处。锐谱带位在 4 和 19.1 微米上。在 217—234.3 微米范围内有一组双头谱带，并向红光方向递降。

钍 Th Z=90

波 长(毫微米)	相对强度	波 长(毫微米)	相对强度	波 长(毫微米)	相对强度
195.902	200				

锡 Sn Z=50

波 长(毫微米)	相对强度	波 长(毫微米)	相对强度	波 长(毫微米)	相对强度
121.0515	2,000	283.9989	300	452.4741	500
125.1384	2,000	286.3327	300	855.260	
175.7904	5,000	317.5019	500		
189.9890	5,000	326.2328	400		

钨 W Z=74

波 长(毫微米)	相对强度	波 长(毫微米)	相对强度	波 长(毫微米)	相对强度
430.2108	60	465.987	200		

铀 U Z=92

波 长(毫微米)	相对强度	波 长(毫微米)	相对强度	波 长(毫微米)	相对强度
424.1669	40	639.545	100	644.912	100
591.540	125				

水蒸汽 H_2O

大气的透射特性非常重要，所以对水蒸汽光谱进行了广泛的研究。重要的谱带有 0.94，1.1，1.38，1.87，2.7，3.2，6.3，24，25，26.6 和 30 微米等处。

氙 Xe Z=54

波 长(毫微米)	相对强度	波 长(毫微米)	相对强度	波 长(毫微米)	相对强度
462.4276	1,000	834.682	2,000	992.320	2,000
467.1226	2,000	840.919	2,000	1083.834	1,000
823.163	5,000	881.941	5,000		
828.012	5,000	979.970	2,000		

锌 Zn Z=30

波 长(毫微米)	相对强度	波 长(毫微米)	相对强度	波 长(毫微米)	相对强度
213.856	800	334.5020	800	636.2347	1,000
330.2588	800				

七、光谱谱线的波长排列顺序

表 3-7 按波长顺序排列的光谱谱线表

波 长（毫微米）	相对强度	辐 射 源
1.8969	1,000	O
2.1602	1,000	O
3.3736	1,000	C
4.393	900	Ar
4.426	900	Ar
4.449	900	Ar
6.3205	900	Mg
7.6543	1,000	Al
7.6572	1,000	Al
7.8327	1,000	Al
7.8351	1,000	Al
8.3391	900	Na
8.5315	1,000	Al
8.6170	1,000	Al
9.0200	1,000	Al
10.4047	1,000	Al
10.607	900	Ne
10.7945	1,000	Al
10.9514	1,000	Al
11.7860	1,000	Si
11.8968	1,000	Si
13.0413	1,000	Al
13.0848	1,000	Al
13.1003	1,000	Al
13.1441	1,000	Al
16.8084	1,000	Na
17.2935	950	O
17.3082	1,000	O
18.0617	1,000	Mg
19.0440	1,000	Na
19.2799	1,000	O
19.2906	950	O
23.1730	1,000	Mg
24.4307	1,000	C
24.7205	900	N
27.6581	1,000	Mg
28.3420	900	N
28.3470	950	N
28.3579	1,000	N
28.9230	1,000	C
30.8264	1,000	Na
31.2311	1,000	Mg
31.2422	1,000	C
31.2433	950	C
31.4850	900	N
31.9638	1,000	Na
32.0999	1,000	Mg
32.3310	900	Mg
33.5050	1,000	N
35.3094	1,000	Mg
35.8721	1,000	Ne
36.5594	1,000	Ne
37.1694	1,000	C
37.1747	1,000	C
37.4204	900	N
37.4441	1,000	N
37.8143	1,000	Na
38.4032	950	C
38.4178	1,000	C
40.0722	1,000	Na
41.0371	1,000	Na
41.9525	950	C
41.9714	1,000	C
44.9065	900	Ar
45.2226	900	N
45.9462	900	N
45.9521	950	N
45.9633	1,000	C
46.0725	1,000	Ne
46.2007	1,000	Ar
46.2388	930	Ne
46.3263	1,000	Na
46.9820	1,000	Ne
46.9866	900	Ne
48.9501	1,000	Ne
49.1050	900	Ne
49.9530	900	N
50.8182	900	O
51.15225	1.000	C
52.5795	900	C
53.80801	900	C
53.81487	950	C
53.83120	1.000	C
55.4514	900	O
57.42809	1,000	N
58.43340	1,000	He
59.9598	900	O
62.9732	1,000	O
63.7282	1,000	Ar
68.73453	1,000	C
70.0398	1,000	Ar
70.3850	900	O
73.5895	1,000	Ne
74.02695	1,000	Ar
77.040	1,000	Ne
77.5965	1,000	N
85.0602	1,000	Ar
85.85590	900	C
90.41416	1,000	C
91.6701	1,000	N
91.97815	1,000	Ar
92.3220	1,000	N
93.20528	1,000	Ar
95.5335	1,000	N
97.7020	1,000	C
99.1579	900	N
101.0374	1,000	C
103.70182	1,000	C
104.8218	1,000	Ar
108.5701	1,000	N
117.5711	1,000	C
119.95490	1,000	N
120.02238	930	N
121.0515	2,000	Sn
121.5339	1,000	H
123.8821	1,000	N
125.1384	2,000	Sn
126.47374	1,000	Si
131.1363	1,000	C
133.57077	1,000	C
139.3755	1,000	Si
153.34320	1,000	Si

续　表

波　长（毫微米）	相对强度	辐射源
154.8195	1,000	C
155.0768	950	C
156.14382	1,000	C
159.3758	1,000	Cu
161.185	900	Al
164.2208	2,000	Cu
164.366	1,000	O
165.70078	1,000	C
169.2514	1,000	Ni
171.8551	1,000	N
172.2679	1,000	Cu
175.7904	5,000	Sn
175.9	……	O_2
176.778	1,000	O
176.9643	1,000	Ni
177.167	900	O
179.2	……	O_2
180.31	……	O_2
181.56	……	O_2
183.01	……	O_2
184.58	……	O_2
185.4720	……	O_2
186.30	……	O_2
189.9890	5,000	Sn
192.627	900	Na
198.8993	1,000	Si
201.09	……	AlO
204.84	……	AlO
206.238	900	I
208.64	……	AlO
210	……	$(CN)_2$
213.856	800	Zn
216.9994	1,000	Pb
220.3505	5,000	Pb
239.3794	4,000	Pb
247.2909	1,000	Fe
253.5604	1,000	Fe
253.6519	2,000	Hg
259.2627	1,000	Cu
259.8369	1,000	Fe
259.9396	1,000	Fe
259.9570	1,000	Fe
260.1126	2,000	Ni
263.2891	2,000	Ni
264	2,000	SO_2
282.4369	1,000	Cu
296.6900	1,000	Fe
298.3572	1,000	Fe
299.4429	1,000	Fe
300.2491	1,000	Ni
302.0640	1,000	Fe
303.9064	1,000	Ge
305.0819	1,000	Ni
309.2713	1,000	Al
310.1554	1,000	Ni
313.4108	1,000	Ni
314.3	……	CH
323.261	1,000	Li
324.7540	5,000	Cu
327.3962	3,000	Ag
330	……	$(CN)_2$
337.13	……	N_2(激光)
338.2891	1,000	Ag
341.4765	1,000	Ni
344.6263	1,000	Ni
349.2956	1,000	Ni
350.1116	1,000	Ba
351.5054	1,000	Ni
352.047	1,000	Ne
352.4541	1,000	Ni
356.6372	2,000	Ni
357.1879	1,000	Ni
357.69	……	N_2
358.1195	1,000	Fe
359.7705	1,000	Ni
360.652	1,000	Ar
360.73	……	C_2
361.0462	1,000	Ni
361.9392	2,000	Ni
371.9935	1,000	Fe
373.4867	1,000	Fe
373.7133	1,000	Fe
374.9487	1,000	Fe
375.54	……	N_2
384.11	……	O_2
385.22	……	C_2
385.9913	1,000	Fe
388.8646	1,000	He
390	……	CH
394.4032	2,000	Al
394.750	1,000	Ar
394.898	2,000	Ar
396.1527	3,000	Al
399.84	……	N_2
404.442	1,200	Ar
405.7820	2,000	Pb
409.59	……	O_2
410.22	……	C_2
410.998	1,000	N
415.146	1,000	N
415.859	1,200	Ar
417.32	……	O_2
419.103	1,200	Ar
419.832	1,200	Ar
420	……	CO_2
420.068	1,200	Ar
425.936	1,200	Ar
426.629	1,200	Ar
427.217	1,200	Ar
430	……	CH
430.010	1,200	Ar
435.548	3,000	Kr
435.835	3,000	Kr
436.5	3,000	C_2
436.830	1,000	O
440.4752	1,000	Fe
455.4042	1,000	Ba
455.5355	2,000	Cs
459.3177	1,000	Cs
460.7331	1,000	Sr
462.4276	1,000	Xe
464.82	……	AlO

续 表

波 长（毫微米）	相对强度	辐 射 源
465.887	2,000	Kr
467.1226	2,000	Xe
468.62	……	C_2
470.232	1,200	Ar
470.440	1,500	Ne
470.885	1,200	Ne
471.534	1,500	Ne
473.71	……	C_2
473.900	3,000	Kr
484.21	……	AlO
488	……	Ar^+(激光)
488.492(2)	1,000	Ne
514.5	……	Ar^+(激光)
516.52	……	C_2
520.9067	1,500	Ag
540.0562	2,000	Ne(激光)
546.0740	2,000	Hg
546.461	900	I
546.5487	1,000	Ag
549.692	900	I
553.5551	1,000	Ba
557.02895	2,000	Kr
563.5	……	NH_3
565.070	1,500	Ar
567.0	……	NH_3
568.2	……	Kr^+(激光)
573.	……	O_3
578.213	1,000	Cu
579.065	1,000	Hg
580.43	……	N_2
585.2488	2,000	Ne
587.09156	3,000	Kr
587.5618	1,000	He
588.9953	9,000	Na
589.5923	5,000	Na
589.93	……	C_2
600.848	800	N
602	……	O_3
608.246	1,000	I
609.73	……	FeO
610.364	2,000	Li
610.99	……	FeO
614.172	2,000	Ba
615.820	1,000	O
618.05	……	FeO
621.89	……	FeO
632.8	……	Ne(激光)
636.2347	1,000	Zn
640.2246	2,000	N
642.0	……	Kr(激光)
646.85	……	N_2
654.48	……	N_2
656.2725	1,000	H
656.2849	2,000	H
659.532	1,000	Ba
662.36	……	N_2
670.7844	3,000	Li
694.3	……	红宝石(激光)
695.878	1,000	I
705.996	2,000	Ba
707.010	1,000	Sr
712.224	1,000	Ni
728.027	1,000	Ba
760.15465	5,000	Kr
766.4907	9,000	K
769.8979	5,000	K
787.4	……	NH_3
791.9	……	NH_3
794.757	1,000	O
807.902	1,000	Cs
810.369	2,000	Ar
810.43660	5,000	Kr
811.2	……	FeO
811.29023	5,000	Kr
811.5311	5,000	Ar
812.652	1,000	Li
813.7	……	FeO
819.00570	3,000	Kr
819.481	1,000	Na
823	……	FeO
823.163	5,000	Xe
826.32412	1,000	Kr
826.452	1,000	Ar
828.012	5,000	Xe
829.81091	5,000	Kr
830.2	……	FeO
834.682	2,000	Xe
840.821	2,000	Ar
840.919	2,000	Xe
842.465	2,000	
844.0	……	GaAs(激光)
844.638	2,000	O
850.88736	3,000	Kr
852.110	5,000	Cs
852.144	2,000	Ar
854.209	1,000	Ca
866.214	1,000	Ca
877.67496	5,000	Kr
881.941	5,000	Xe
891.16	……	N_2
892.86934	2,000	Kr
894.350	2,000	Cs
909.500	……	C
917.224	1,000	Cs
922.450	1,000	Ar
940	……	H_2O
965.778	1,500	Ar
978.450	1,000	Ar
979.970	2,000	Xe
992.320	2,000	Xe
1002.439	1,000	Cs
1012.3	……	Cs
1022.146	1,000	Kr
1032.729	1,000	Sr
1034.385	500	Ca
1042	……	N_2
1060	……	Nd^+(激光)
1083.834	1,000	Xe
1100	……	H_2O
1380	……	H_2O
1870	……	H_2O

续 表

波 长（微米）	辐 射 源	波 长（微米）	辐 射 源	波 长（微米）	辐 射 源
2.1	YAG-Ho（激光）	4.7	O_3, $(CN)_2$	10.75	NH_3
		4.75	CO	13.55	$(CN)_2$
2.25	NH_3	5.25	NO	13.8	O_3
2.7	CO_2, H_2O	5.4	NO	13.85	$(CN)_2$
2.85	N_2O	6.1	NH_3	14.4	O_3
2.9	NH_3	7.5	SO_2	15	CO_2
3.2	H_2O	7.7	CH_4	17	N_2O
3.31	CH_4	7.77	N_2O	19.1	SO_2
3.9	N_2O	8.5	N_2O	24	H_2O
4.0	SO_2	8.7	SO_2, N_2O	25	H_2O
4.3	CO_2	9.6	O_3	26.6	H_2O
4.5	N_2O	10.35	NH_3	30	H_2O

参考文献

〔1〕Driscoll, W.G., Vaughan, W., Sponsored by OSA, Handbook of Optics, McGaw-HiLL Book co., p11-1—14(1978).

〔2〕Harrison, G.R., Wavelength Tables, Technology press, Cambridge, Mass (1939).

〔3〕Lang, D., Absorption Spectra in the Ultraviolet and visible region, 11 vols., Academic, New york (1961).

〔4〕USA Material Command, Infrared Military systems (1971).

〔5〕Харкевич, А.А., Сиектры и Анализ, Москва (1957).

〔6〕Сейер, Р., Экспериментальная Сиерктроскопия (1953).

〔7〕吴国安，光谱仪器设计（1978）.

〔8〕光学仪器设计手册编辑组，光学仪器设计手册，国防工业出版社（1971）.

〔9〕王之江，光 学 设 计 理论基础，科学出版社，175 页（1965）.

第四章 光 源

光源作为科学中的认识工具和工程技术中的照明器件，有着广泛的应用。在成份分析、结构研究、检验测量等方面，光源都是必不可少的，而且在很多情况下，往往起着关键的作用。因此，适应于各种科学技术问题的需要，必须有各种不同光学性质和结构特点的光源。在解决某些具体光学问题时，正确地选择光源，往往是成功的保证。

下面，我们把光源分成热光源，气体放电光源、固体光源、天然光源和激光光源等来叙述。气体放电光源中，又分开放式和封闭式两种，前者称为电弧或火花光源，后者又叫作气体灯，或气体放电管。

第一节 热光源[1][3]

利用物体的热辐射作成的光源称为热光源。在照明工程和光学测量中，炽热物体形式的光源应用很广，它给出连续光谱。在某些情况下，可以从理论上严格地算出这种光源的能量光谱分布，即普朗克辐射公式。这个公式是在光源能够全部吸收落在它上面的辐射而与波长无关这一假定下得到的。满足这种条件的热辐射体称为黑体。某些物体，比如钨，在炽热情况下发射的能量，其光谱分布与黑体的很接近，这种热辐射体称为灰体。

除照明工程用外，黑体和灰体光源的主要用途是在光度测量中起标准光源的作用，将其与被研究的光源进行比较。不过它们的应用仅限于红外与可见波段，因为它们的辐射极大部分在近红外，仅当温度很高时才向可见区移动。

一、黑体光强标准器

图 4-1 表示作为光强标准器的黑体光源的结构，并带有光度装置和作为次级标准的比较灯。辐射体是一个由熔融氧化钍制成的试管，约长 45 毫米，内径 2.5 毫米，壁厚 0.2 到

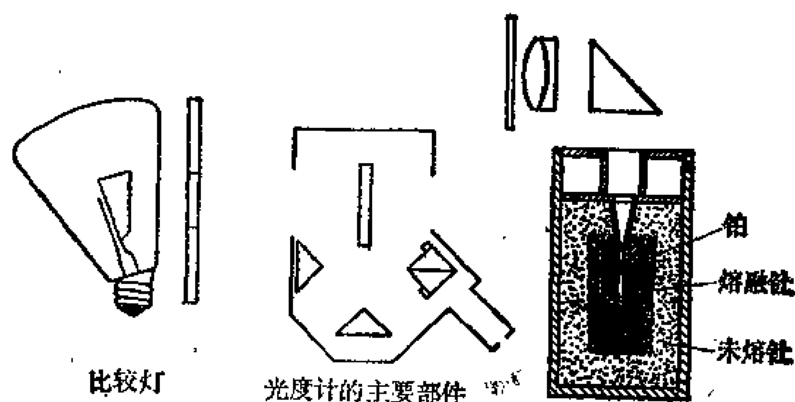


图 4-1 黑体光强标准器

0.3毫米。试管中装有氧化镁粉末，深达15毫米。试管插在铂块内，铂块则封在熔融氧化钍制成的坩埚内。坩埚内径约20毫米，上面用开有小孔的盖子盖上。小孔直径为1.5毫米，它就是辐射源。小孔周围有一个漏斗形外罩构成坩埚盖的一部分。坩埚放在一个装满氧化钍粉末的圆柱形耐火容器内，其周围是高频感应炉。用1兆赫的高频电流加热，熔化铂约需7千瓦的功率。铂块将在2046.05开尔文下熔化。用这种装置可使铂的凝固时间维持到20分钟以上，测量就在这个过程中进行，这时温度保持不变，从而辐射源的亮度也严格不变。

使用前后对铂取样并测定其在100℃和0℃时的电阻比，以控制铂的纯度。为了保证其凝固温度与纯铂的相同，要求这个比达到最小值1.390，这相应于不纯度小于十万分之三。

在上述条件下，规定小孔的亮度为60坎德拉/厘米²。

使用标准器的程序是：首先将容器和坩埚升温到铂的熔点以上，然后缓慢降温到铂开始凝固。因为在凝固过程中测量比在熔化过程中测量更稳定，此时（2042开尔文）若温度变化10开尔文，其发光强度约变化百分之五到六。

炉子上方装有一个全反射棱镜和一个物镜，将标准光源的辐射小孔反射到光度装置的入孔上。这个光度装置用来比较标准器与白炽灯的光强。校准后的白炽灯就可用作一个方便的次级标准。

二、白炽灯

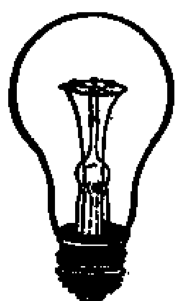


图4-2　白炽灯结构示意图

普通白炽灯的结构如图4-2所示。由灯丝、支架、引线、泡壳和灯头等几部分组成。大部分灯泡内都充有氩、氮或氩和氮的混合气体，只有少数小功率灯泡内是真空的。灯丝是白炽灯的主要部分，用作灯丝的材料应满足下述要求：①熔点高。对大多数材料来说，随着温度的升高，辐射总能量以及可见光在辐射中所占的比重都增加，因此，材料熔点高就可达到高的工作温度。②蒸发率小。蒸发率是决定白炽灯寿命的基本因素，二者成反比例关系。③可见辐射选择性好。即在可见区有较多的能量辐射。考虑到这些要求，金属钨是比较合适的灯丝材料，而且钨的机械强度大，易于加工成丝。因此，几乎所有的白炽灯都用钨作灯丝。表4-1给出钨的有关特性。

表4-1　钨的特性

真温度 T(开尔文)	分布温度 Td(开尔文)	亮温度 $T655$ (开尔文)	亮度 L (熙提)	辐射度 Me(瓦/厘米²)	光效能 K(流明/特瓦)	电阻率 PT (欧姆厘米)
300						5.65×10^{-6}
2000	2030	1860	21.0	20.95	3.15	56.7×10^{-6}
2200	2237	2030	64.8	33.65	6.05	63.5×10^{-6}
2400	2444	2220	165	51.2	10.1	70.4×10^{-6}
2600	2652	2365	366	74.9	15.3	77.5×10^{-6}
2800	2860	2525	726	105.7	21.6	84.7×10^{-6}
3000	3069	2685	1320	145	28.6	92.0×10^{-6}
3200	3280	2840	2220	193.5	36.0	99.5×10^{-6}

表 4-2 几种典型白炽灯的光、电参数和寿命

灯泡型号	额定值 电压(伏特)	额定值 电流(安培)	额定值 功率(瓦特)	额定值 光通量(流明)	额定值 光效(流明/瓦特)	极限值 电流(安培)	极限值 功率(瓦特)	极限值 光通量(流明)	色温(开尔文)	平均寿命(小时)	备注
PZ220-15	220		15	110			16.1	91		1000	普通照明灯泡
PZ220-40	220		40	350			42.1	291		1000	普通照明灯泡
PZ220-100	220		100	1250			104.5	1038		1000	普通照明灯泡
PZ200-1000	220		1000	18600			1040.5	15810		1000	普通照明灯泡
LZG220-500	220		500	9750					2800	1500	照明管形卤钨灯
LZG220-1000	220		1000	21000					2800	1500	照明管形卤钨灯
HW220-250	220		250				268			2000	普通红外线灯
HW220-500	220		500							2000	普通红外线灯
LHW220-500	220		500							5000	红外线管状卤钨灯
LHW220-1000	220		1000							5000	红外线管状卤钨灯
SY110-10000	110		10000	280000			11000	238000		50	摄影灯泡
LYZ110-5000	110		5000	150000			4500-5500		3100-3200	70	摄影聚光卤钨灯（硬玻璃）
LSZ110-10000	110		10000	300000			9000-11000		3100-3200	100	摄影聚光卤钨灯（石英玻璃）
LSZ110-20000	110		20000	600000			18000-22000		3100-3200	70	摄影聚光卤钨灯
LSG15-350	15		350	10500					3150±50	4	电影新闻摄影卤钨灯
FF30-400	30		400	700			±10%			15	反射型放映灯泡
LFY12-100	12		100		29				3150±50	50	放映卤钨灯
LFY24-250	24		520		29				3150±50	50	放映卤钨灯
LFY30-400安	30		400		29				3200	50	放映卤钨灯（双绞丝）
KD4-0.5K	4	0.5		23		0.55		20		200	充氪矿灯
KD4-0.5X	4	0.5		26		0.55		22		200	充氙矿灯

白炽灯内充惰性气体主要是用于抑制灯丝蒸发，其机理是：当灯丝在高温下工作时，蒸发出来的钨原子与惰性气体分子发生频繁的碰撞，从而将其反射回灯丝表面。在同样寿命的条件下，充气灯可提高灯丝的工作温度，从而光效提高。为了进一步延长寿命，提高光效，在充气钨灯的基础上又制成了卤钨灯。其主要原理是卤钨循环：高温下从灯丝蒸发出来的钨在泡壁附近与卤素反应，生成挥发性的卤钨化合物。当卤钨化合物扩散到炽热的灯丝附近时，又分解成卤素与钨，释放出来的钨沉积在灯丝上，卤素则又扩散到温度较低的泡壁附近与蒸发出来的钨化合。这一过程常称为卤钨循环，或钨的再生循环。这样，不仅可以大大提高灯丝的工作温度和灯的光效，而且泡壳在点燃过程中并不发黑。

视用途的不同，灯丝和泡壳可以作成不同的形状。如灯丝可做成点状、线状、排丝型、带状等，而泡壳则可作成管状、球形、圆柱形等等。为了改善泡壳的透射光谱，泡壳材料还可采用石英玻璃、硅氧玻璃等等。

按黑体辐射标准校准过的白炽钨灯可作为很好的次级光标准器。如果光度光谱测量不必用绝对单位，而只用相对单位已够，则也可用未校准过的白炽钨灯。此时，只要测量了灯的色温度，就可用普朗克公式或维恩公式算出其辐射按光谱的相对分布，而色温度（色温）是很容易用测微光测高温计测出的。如果已准确知道被校准灯的辐射面积，就不难由以任意单位算得的光谱曲线换算到绝对单位的能量光谱分布曲线。普遍螺旋丝白炽灯的辐射面积很难确定，但有一些特殊结构的单白炽丝或带状灯丝的钨灯，它们工作表面的大小很容易测定。只是要注意，由于灯丝表面加热不均匀，沿其表面常有色温梯度。

在使用普朗克公式时，要注意曾提到的偏振要求。为了避免偏振效应，可以利用带状灯在垂直于带表面方向上的辐射。比如已经知道，铂炽热带在 88° 角下的辐射是线偏振的。此外还要注意，某些光学材料，比如石英，会引起偏振效应。

白炽灯的光效能虽然不高，但由于其构造简单，使用方便，且有连续光谱，所以仍然是应用最广的光源之一。表 4-2 给出几种典型白炽灯的光电参数和寿命。

三、白炽条和白炽网罩

白炽条和白炽网罩常用作红外光谱段的辐射源。常用的能斯特条是一根用混有 15% 氧化钇的粉状锆压制成的小棒，长 2.5 厘米，直径 2 毫米。通以直流或交流电，一般在空气中可加热到 2000 开尔文。它的连续光谱从 300 毫微米一直延伸到远红外。辐射极大在 2.0 微米附近的近红外区。若用蓄电池组供电，可使其工作更稳定。此外注意，能斯特条有负温度系数，所以要加外电阻稳定。

在更远的红外波段工作，能斯特条的辐射就达不到了。此时应用硅碳棒。一般长 5—10 厘米，直径 5—6 毫米。在空气中用直流或交流加热，温度一般不超过 1500 开尔文，否则会烧毁。为了使其达到 2500 开尔文而不致烧毁，可涂上一层氧化钍保护层。

四、火焰

火焰很接近于热光源，它由液体或气体燃料燃烧而产生。最流行的有本生灯（带空气或氧气喷口的煤气火焰）、空气-乙炔焰或氧-乙炔焰、酒精焰和亥夫纳烛焰（醋酸戊脂的火焰）等。

火焰一般分外锥和内锥两层。内锥中进来的燃料进行着不完全的燃烧，即进行着生成

CO_2，CO,H_2O,H_2 分子和OH，CH根的化学反应。外锥中，由于氧从大气中流入，使燃烧充分变成CO_2,H_2 变成 H_2O,所以外锥温度总比内锥高，而内、外锥之间的中间层中温度最高。表4-3给出各种火焰的最高温度。

表 4-3 各种火焰的最高温度

燃料	温度（开尔文）
灯用煤气-空气	2100
灯用煤气-氧气	3000
乙炔-空气	2600
乙炔-氧气	3300
丙烷-空气	2170
丁烷-空气	2160

另外，长期以来，一直都在使用的亥夫纳灯，由于复制简单，目前有时也还用作标准灯。亥夫纳灯包括一个盛醋酸戊脂的容器，容器上装一个用德国银制成的灯蕊管，管径为8毫米。火焰高度可调到40毫米。可用目视管检查。这种灯的火焰在可见波段的能量光谱分布可用灰体辐射公式足够准确地表示。

火焰还常与被其加热的白炽网罩联合使用。

第二节 气体放电光源[2][3]

气体放电光源是置于气体中的二电极之间放电发光的光源。如果电极置于大气中，则称为开放式气体放电光源，如电弧和高压电容火花；而如果放电过程是密封在泡壳中进行的，则常称为气体灯。

一、开放式气体放电光源

（一）直流电弧

开放式弧光放电形式的光源称为电弧。直流电弧的电极可以是炭或者金属电极。点燃时，先使两极短暂接触，然后拉开，即起弧。电弧的炽热阴极发射电子，电子被极间电压加速，并与极间隙中的气体原子和分子碰撞，使后者电离。这一过程继续下去而形成电弧等离子体，其温度很高。

电弧中分两个辐射区：极间隙等离子体的辐射和炽热电极的辐射。前者主要给出受激原子或离子的线状谱，而后者则产生连续谱。在纯炭电极的情况下，连续谱在紫外区可延伸到230毫微米，另一端则延伸到远红外。线状谱则从可见区一直延伸到紫外区的1840埃一大气吸收限。

为了丰富电弧等离子体的线状谱并改善电弧的照明技术特性，可将混有炭黑和石墨并附加4%硼酸的稀土金属（如铈、钐、镧等）的氟盐引入正电极。

金属电极的直流电弧能很好地激发电极所含元素的谱线，这对光谱分析是有用的。

直流电弧的稳定性差，因此，当用于光度测量时，须有专门的稳定措施。

（二）高压电容火花

在直流电弧中，由于电极不断地受到加热，所以电极材料的蒸发是连续进行的。而在火花放电中，电极材料的击出是与放电电流的振荡同步而周期进行的。

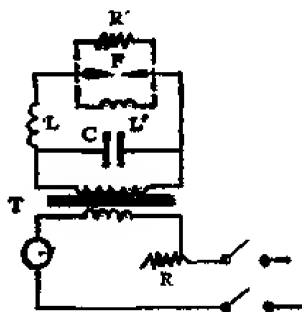


图 4-3 产生高压电容火花的简单线路

图 4-3 为产生高压电容火花的简单线路。低压交流电源中接入一个功率不大（0.5—1千瓦）的变压器T，将电压升高到 10000—12000 伏。变压器次级接入一个 0.01—0.001 微法并与火花隙F并联的电容器C。有时还接入一个 0.01—1 毫亨的自感L，有时也可不接而就用导线本身的自感。

电压升到火花隙击穿的某一临界值。击穿时，电流通过火花隙而使电容器放电。由于有自感，故电容器反复充放电多次，即放电具有振荡的形式。

击穿时，电极隙中被激发的主要是大气元素。而后在电弧阶段，电极材料开始进入极间隙，其原子受到电离和光学激发。因此，产生的辐射既有电极元素的发光，也有大气元素的发光。

高压电容火花的工作比直流电弧稳定得多。为了进一步提高稳定性以满足光度测量的要求，可与火花隙并联一个电阻R'或电感L'。

无论在吸收还是发射的分光光度研究中，一般用普通电容火花电路都能获得满意的结果。其中电极的成份和形状是很重要的，前者决定光谱出现的程度，后者则决定着照明的稳定性。

使用电容火花时要采取一系列安全保护措施，并使高压器件彼此绝缘良好。

（三）高压交流电弧

当电路参量作某些改变时，则可将火花放电转变为高压电弧放电。由于电弧放电有下降的伏安特性，并在 40 到 60 伏电压下通电，所以要在高压回路中接入平衡电阻。

图 4-4 为高压交流电弧的接线电路。当变压器次极回路中的电压为 2—3 千伏时，串联电阻R约为 2—3 千欧。这里的变压器T应比火花电路中所用的稍大些。

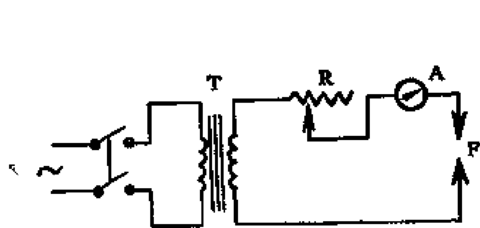


图 4-4 高压交流电弧的接线电路

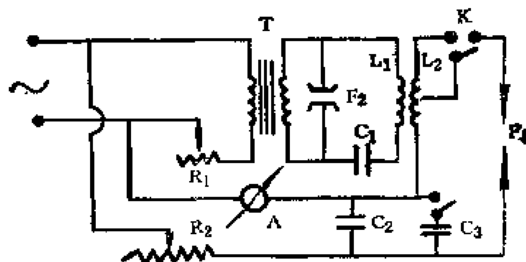


图 4-5 接有高频稳定器的高压交流电弧电路

高压交流电弧工作起来比低压直流电弧稳定得多。为了进一步提高金属电极交流电弧的稳定性，可在线路中接入高频稳定器，如图 4—5 所示。其中F_1为工作电弧隙。L_2、C_2构成的振荡回路，其一段接到 50 周工频电源中，并经L_1、与L_1C_1构成的辅助振荡回路耦合。辅助回路利用由小功率变压器T（25瓦特）供电的火花放电器F_2产生振荡。当高压辅助回路产生振荡时，主回路也产生振荡。从而在工频电流的每半周期中都有火花跳过弧隙F_1。这就保证了能在低压回路中产生电弧

交流电弧、直流电弧、以及电容火花在光谱方面的差别在于：普通直流电弧的线状谱主

要是激发电极材料原子引起的弧线，而电容火花的线状谱则主要是激发离子引起的火花线。交流激活电弧处于中间类型，适当选择电路参数（电容和自感）很易或者主要是弧线光谱，或者主要是火花线光谱，这在发射光谱分析中很有用。

（四）炭弧

炭弧是一种典型的开放式电弧。电弧发生在空气中的两个炭棒之间。按发光情况的不同，炭弧可分为普通炭弧、火焰炭弧、高强度炭弧。高强度炭弧和普通炭弧一般都是直流的，火焰炭弧既可工作于直流，又可工作于交流。

炭弧的电极结构如图 4-6 所示，一般由外壳和灯芯两部分组成。普通炭弧电极的外壳和灯芯都用纯炭材新（炭黑、石墨、焦炭等）制成，其中灯心的材料较软。由于放电时阳极大量放热，引起炭的蒸发，而灯心的蒸发又比硬的外壳厉害得多，从而在阳极中心形成稳定的喷火口（正坎）。普通炭弧也有使用无芯电极的，整根炭棒用同一种炭素材料制成。如果在炭弧的电极中加入钙、钡、铁、镉等金属化合物，发光将大大加强。这时主要并不是炭弧电极的喷口火发光，而是金属蒸气放电发光，大约 70%—90%的辐射是金属蒸气产生的。这种炭弧的形状与火焰类似，故称为火焰炭弧。火焰炭弧的优点是，在灯芯中掺入不同的元素，即可得到所需要的光谱输出。



图 4-6　炭弧电极的结构

二、气体灯

气体发光辐射源在光度学和光谱学中都起着很重要的作用。它们的特点是辐射稳定，并且在某些条件下，它们的功率和亮度可以很大。

气体发光灯的等离子体中发生的各种物理过程，大多与普通电弧等离子体中所发生的十分相似。并且在大多数场合下，实际上就是利用的电弧放电，区别仅在于，普通电弧放电是在空气中发生的“开放式电弧放电”，而在气体发光灯中则是在密闭泡壳内的某种气体或金属蒸气中发生的“封闭式电弧放电”。这里主要不是注意金属电极的辐射，而是电弧等离子体本身的辐射。因此，气体灯的电极通常由难熔金属制成。

气体灯，除弧光放电灯外，也有用辉光放电以及辉光与弧光中间形式的光源。

利用图 4-7 所示的气体放电伏安特性曲线可以很方便地考察电弧放电和辉光放电的发生。由图可见，当气体放电管电极上的电压增加时，通过管子的电流变化很复杂。有几段，电流与电压成正比的增加（FG），反之，也有几段是，电流随电压的增加而下降（DE、GH）。管中的辉光是在DE段上出现的。此处，电压急速下降而电流上升。EF段上发生的正常辉光放电过程，无论在光学特性方面，还是电学特性方面，都是很复杂的。图 4-8 表示辉光放电的光学和电学特性。辉光放电的特征是，电流密度小而电压降大。辐射的光谱成份则取决于管内所充气体的种类。沿管子，辉

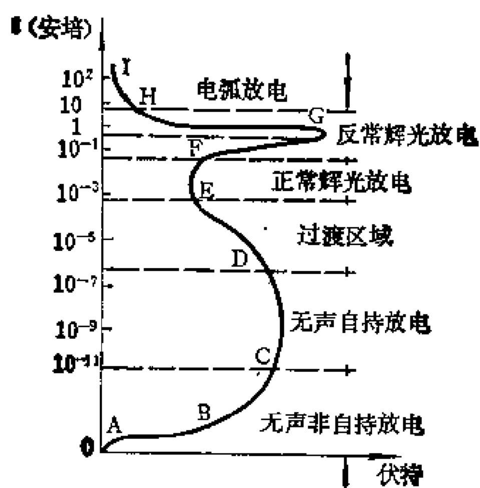


图 4-7　气体放电的伏安特性

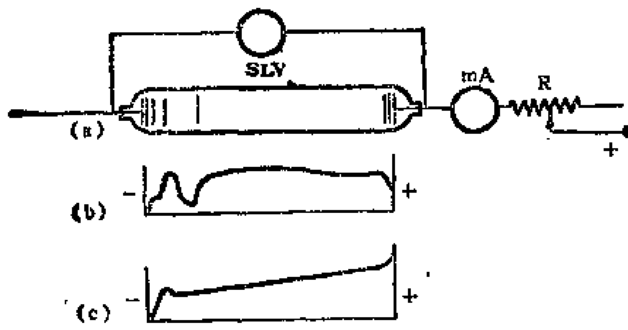


图 4-6 辉光放电的 (*b*) 光学特性和 (c) 电学特性

光极不均匀，常被一些暗区截断。图 4-8 中，(*b*) 表示辐射沿管子的强度分布。

发生辉光放电的物理过程大致如下。因为在充有某种气体并与外界大气隔绝的管子中，总有一些带电粒子。它们在电场作用下向相应电极运动。当其被加速到足以电离中性气体粒子时，自由电荷增加，其中一部分到达电极，并从电极打出足以激发气体发光的二次电子；而另一部分则在自己的途中遇到气体分子，或者将它们电离，或者使它们激发发光。除了气体原子、离子或分子在与电子和离子碰撞时所激发的辉光外，在管中还观察到由于电离粒子与电子复合生成中性原子，或原子与原子复合生成中性分子时，所产生的辉光。

（一）辉光放电气体发光管

利用辉光放电的各种辐射源，一般亮度较小，不适于照明工程用。但因它们可以做成各种形状的彩色弯管，故常用作广告照明和信号装置。在实验室中，这种光源也很重要，因为在它们的发射光谱中有很窄的谱线；而在电弧放电条件下，谱线变得很宽，以致其精细结构消失。

辉光放电气体发光管的典型代表是氩或氖、氢、水银、氦等气体的盖勒斯管。一般将它们接入能给出 2—3 千伏电压的感应线圈回路中，在管子中心部分可观察到比较均匀的辉光。

在普通辉光管中，辉光是在相当大的气压或蒸气压下（不低于 0.1 毫米汞柱）进行的，这样就使谱线因碰撞而变宽。实际上，用高频放电，即使在更低的气压下（不高于 0.001汞柱）也可以在管中获得气体辉光。用高频放电，管内不必有内电极，从而简化了结构，并允许将化学上对电极材料活泼的物质的蒸气引入管中。这种无极放电对研究光谱的超精细结构和微量分析都很有用。

（二）汞灯

汞灯即水银灯，是利用水银蒸气放电发光而制成的一类灯的总称。汞灯的光学特性强烈地依赖于灯在某工作温度下泡内水银蒸气压的大小以及灯的结构特点和工作条件。按汞气压的大小和发光特性，汞灯可分为低压汞灯，低压水银荧光灯，高压汞灯，高压水银荧光灯，和超高压汞灯等。

低压汞灯

在低压汞气放电中，当气压低于 6×10^{-3}乇时，253.7 毫微米的辐射效率随气压的升高而增加。当汞气压高于 6×10^{-3}乇时，253.7 毫微米的辐射效率又下降，如图 4-9 所示。低压汞气放电的最佳汞气压相应于 40°C 时汞的饱和蒸气压。由于饱和蒸气压由灯管最冷处的温度决定，所以为使灯在 253.7 毫微米的辐射效率最高，应使灯最冷处的温度维持在 40°C。

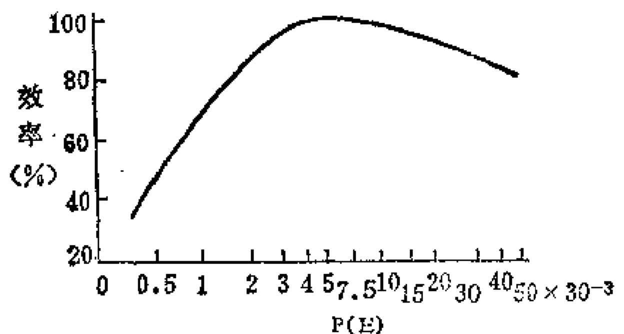


图 4-9 253.7 毫微米的辐射效率（相对值）与汞气压的关系

这与灯的功率、结构、形状、环境温度，以及冷却条件等有关。低压汞灯中还常充入一些惰性气体，其作用主要是缩短汞灯中电子运动的平均自由程，从而增加与汞原子碰撞并使之激发电离的机会。在低压汞灯中，惰性气体一般只起启动作用，而对辐射无多大贡献。

低压汞灯有两类，一是冷阴极辉光放电型，另一是热阴极弧光放电型。

（1）冷阴极汞气辉光灯

冷阴极汞气辉光灯的结构如图 4-10 所示。灯管或成直线形，或弯成U形，两端各有一个电极室，室中安放冷阴极，冷阴极的电极电位降约为 100—150 伏。为了减少电极损耗，提高辐射效率，灯的工作电压取得很高，相应的极间距也较长，管径较小。由于工作电压和启动电压都很高，灯的电源常采用漏磁式高压变压器。



图 4-10　冷阴极汞气辉光灯结构示意图

冷阴极汞气辉光灯主要用作紫外光源。若在灯管中充入能发各种彩色光的气体，则可做成霓虹灯。

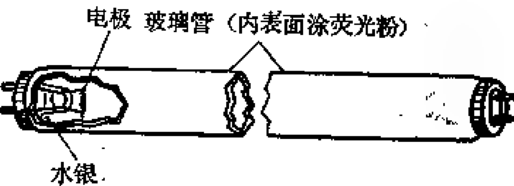


图 4-11　低压水银荧光灯结构示意图

（2）低压水银荧光灯

低压水银荧光灯是典型的热阴极弧光放电型低压汞灯，其结构如图 4-11 所示。低压汞荧光灯的放电机理与一般低压汞灯相同，差别仅在于，其灯管不是用透紫外的玻璃或石英玻璃，而是用普通玻璃制成，其内壁涂以荧光物质薄层。荧光材料的选择，应能使其吸收汞气的紫外辐射，尤其是 253.7 毫微米和 185.0 毫微米的共振线，然后将其转变成所需波段内的辐射。

表 4-4　低压水银荧光灯的主要参数

灯管型号	额定功率（瓦特）	启动电流（毫安）	工作电流（毫安）	灯管压降（伏特）	光通量（流明）		平均寿命（小时）	灯管形状、用途
					额定值	极限值		
YZ4	4		110±5	35	70		700	直管形，照明
YZ6	6		135±5	55	150		1000	直管形，照明
YZ8	8		145±5	65	250		1000	直管形，照明
ZY15	15	440	320	52	580		3000	直管形，照明
YZ20	20	460	350	60	970		3000	直管形，照明
YZ30	30	560	350	95	1550		3000	直管形，照明
YZ40	40	650	410	108	2400		3000	直管形，照明
YZ100	100	1800	1500	87	5500		2000	直管形，照明
YH30	30	560	410	95	1550	1395	1000	环形，照明
YH40	40	650	650	108	2200	2000	1000	环形，照明
YU30	30	570	370	90	1550	1395	1000	U形，照明
YU40	40	680	420	112	2200	2000	1000	U形，照明
YA8	8						2000	直管形，黑光灯，诱虫用
YA15	15						2000	直管形，黑光灯，诱虫用
YA20	20		350				2000	直管形，黑光灯，诱虫用
YA30	30						2000	直管形，黑光灯，诱虫用
YA40	40		410	108			2000	直管形，黑光灯，诱虫用

低压汞灯的紫外辐射效率很高，所以，只要荧光材料选得合适，则可制成发光效率相当高的低压水银荧光灯。荧光粉是固体发光材料，一般可分成三类：自发发光，亚稳态发光，和复合发光。前两种为分立发光中心的发光。不同种类的荧光物质的激发方式、发光颜色，和转换效率均不同。低压水银荧光灯，一般在最佳条件下，仅将总功率的2%左右转变成可见光，而有约60%的功率转变成253.7毫微米的紫外辐射，其余则变成热能。

低压水银荧光灯的寿命由若干因素决定，其中阴极结构、材料，以及制造工艺等，对寿命的影响最大。寿命与充入惰性气体（一般为氩气）的气压也有关系，气压越高，寿命越长，但升高氩气压又会降低光效。兼顾到这两个方面，目前，40瓦低压水银荧光灯的氩气压一般选为400—480帕斯卡。表4-4给出几种国产低压水银荧光灯的光电参数和寿命。

高压汞灯

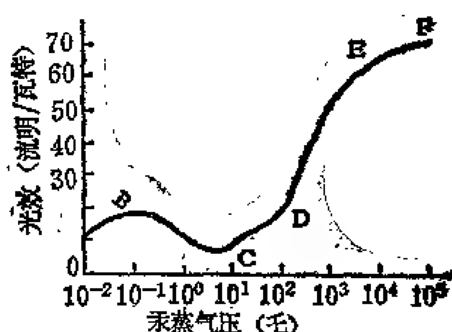


图4-12　不同汞蒸气压时的光效

前已指出，低压汞灯的光效很低，但实验发现，当汞气压升高时，光效发生变化，如图4-12所示。在图中的DE段，汞气压为1—5大气压。在此范围内，汞气放电的光效约为40—50流明/瓦特，也容易使灯的电参数与220伏特市电相配合。一般高压汞灯就工作在这一区域，而EF段则属于超高压放电了。在DE段，灯内惰性气体的气压（约几十毛）远小于汞气压，所以灯的电参数主要取决于汞气压。充入惰性气体的种类和气压主要与启动特性有关，而对灯的正常工作影响很小。

高压汞灯在紫外、可见和红外都有辐射，不像低压汞灯那样辐射能量几乎集中在253.7毫微米附近。图4-13（a）和（b）分别是低压汞灯和高压汞灯的光谱能量分布。在高压汞灯的辐射中，可见光约占总辐射能的37%。

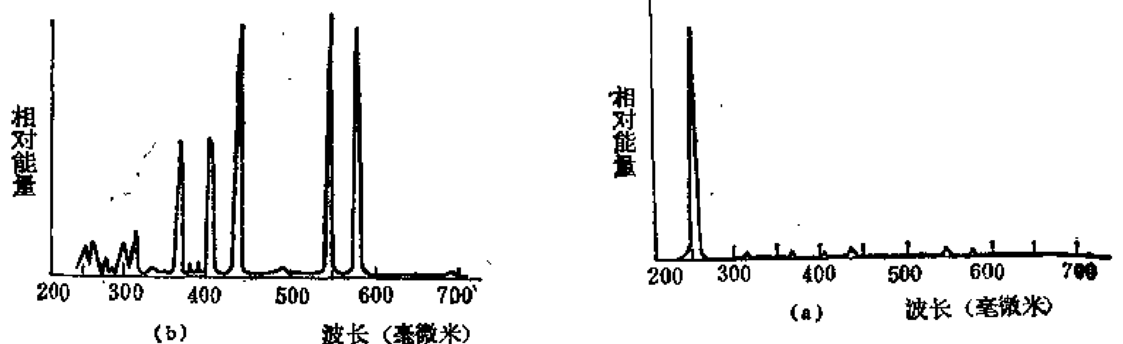


图4-13　低压汞灯和高压汞灯的相对光谱能量分布

图4-14是照明用高压汞灯的典型结构。灯管用石英玻璃制成，内充一定量的汞和少量氩气。采用自热式阴极，电极和石英玻璃靠钼箔实现气密封接。启动通常采用辅助电极法，如图4-15所示。辅助电极通过一只40—60千欧的电阻R与不相邻的电极联接。外壳起保温作用，并防止周围环境对灯的影响。

高压汞灯的发光效率、光谱能量分布等特性与其气压和结构有关。由于有紫外辐射，因而不仅可用于照明，还可用于晒图、保健日光浴、化学合成、荧光分析、紫外探伤等。表4-5给出几种国产高压汞灯的规格。

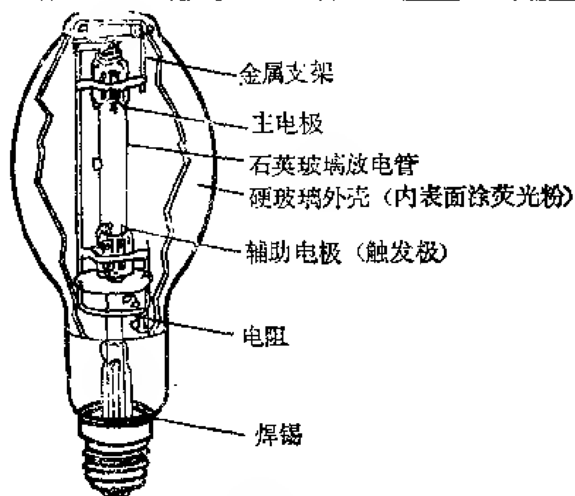


图4-14　高压汞灯的典型结构

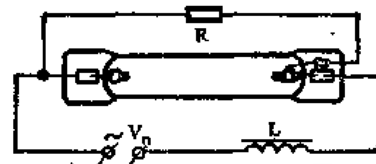


图4-15　高压汞灯的工作线路

表 4-5　紫外高线压汞灯规格

灯型号	功率（瓦）	工作电压（伏）	工作电流（安）	启动电流（安）	外径（毫米）	极距（毫米）	备注
GGH120	120	115	1.1	1.8	10	30	作光谱灯荧光分析用
GGZ125	125	115	1.2				
GGZ300	300	120	2.3	3.8—4.5	18	102	紫外线照射用
GGZ500	500	125	4.4	6.5—7.0	20	152	紫外线照射用
GGZ1000	1000	135	8.1	11—12	28	165	紫外线照射用
GGU300A	300	120	2.3	3.8—4.5	15	80	紫外线照射用
GGU300	300	120	2.3	3.8—4.5	16	120	紫外线照射用
GGU500	500	125	4.4	6.5—7.0	20	145	紫外线照射用
GGS3000	3000	780	4.4		20	1200	晒图用
GGK250	250	130	2.15	3.7			矿井用
GGQ50	50	95	0.62	1.0			仪器用
GGQ80	80	110	0.85	1.3			仪器用

表 4-6　几种高压水银荧光灯的参数

型号	灯功率（瓦特）	电源电压（伏特）	工作电流（伏特）	工作电流（安培）	启动电流（安培）	光通量（流明）	光效（流明/瓦特）	平均寿命（小时）
GGY50	50	～220	95±15	0.62	1.0	1500	30	2500
GGY80	80	～220	110±15	0.85	1.3	2800	35	2500
GGY125	125	～220	115±15	1.25	1.8	4750	38	2500
YGY175	175	～220	135±15	1.50	2.3	7000	40	2500
GGY250	250	～220	130±15	2.15	3.7	10500	42	5000
GGY400	400	～220	135±15	3.25	5.7	20000	50	5000
GGY700	700	～220	140±15	5.45	10.0	38000	50	5000
GGY1000	1000	～220	145±15	7.50	13.7	50000	50	5000

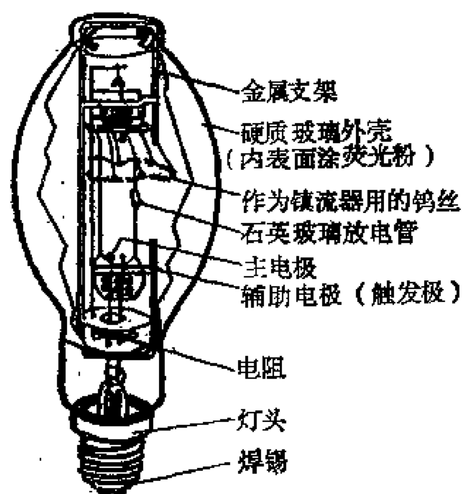


图 4-16　自镇流高压汞灯

高压汞灯有较高的光效，而且发光体积小，亮度高。但其光色偏蓝绿，缺乏红色成分，显色指数低，从而被照物体不能呈现本色。为弥补这一缺点，常用两种方法：①在其外壳内壁涂上适当荧光粉，将紫外辐射转变为适当颜色的可见光，以改善灯的光色。表 4-6 给出了几种高压水银荧光灯的参数。②采用自镇流方式。即用一个钨丝代替镇流器并将它与高压汞灯的放电管一起封入外壳内，其结构如图 4-16 所示。这种灯工作时，除放电管发光外，起镇流器作用的钨丝也发光（主要是红色），从而使灯的光色改善。

超高压汞灯

超高压汞灯的亮度可达 10^4-10^6熙提。实验发现，汞气电弧中心的亮度与气压和电流有如图 4-17 所示的关系。普通高压汞灯的气压仅有 1-5大气压，工作在图中的C区，亮度较低。在汞灯气压大于 10-20大气压时，即可获得极高的亮度。随着电弧放电功率的增加，灯的热量耗散也增大。为了不使泡壁过热，常采用两种方法：①增大泡壳表面积，使电弧远离泡壳。采用这种方法时，常做成球形超高压水银灯。②采用强迫风冷或水冷。用这种方法时，常作成毛细管超高压水银灯。表4-7 给出这两种灯的参数。由表可以看出，图4-12中的AB段即是球形超高压灯的工作区域。这种灯的汞气压为 10-50 大气压，电位梯度为 50—300伏特/厘米。毛细管灯工作在图 4-17 中的 B区。其特征是工作气压更高，达 50—200 大气压。

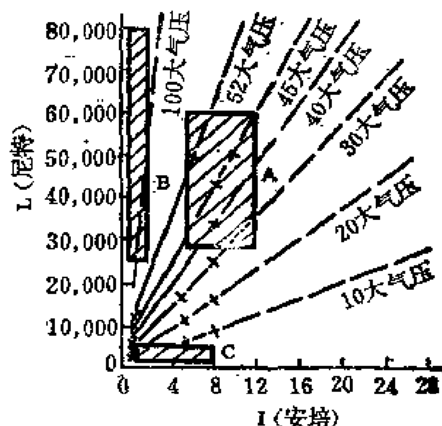


图 4-17　汞气放电时，亮度与电流、气压的关系

表 4-7　超高压汞灯的参数

灯　　类	球　形　灯	毛　细　管　灯
灯直径（厘米）	1—10	0.1—0.3
弧　长（厘米）	0.02—2	1—10
工作气压（大气压）	10—50	50—200
电位梯度（伏特/厘米）	50—300	300—1000
电　流（安培）	2—250	1—2
单位弧长功率（瓦特/厘米）	300—1000	300—1500
管壁负载（瓦特/厘米²）	10—50	500—1000
最高亮度（熙提）	10000—200000	2000—100000

超高压汞灯的光谱分布如图 4-18 所示。

（1）球形超高压汞灯

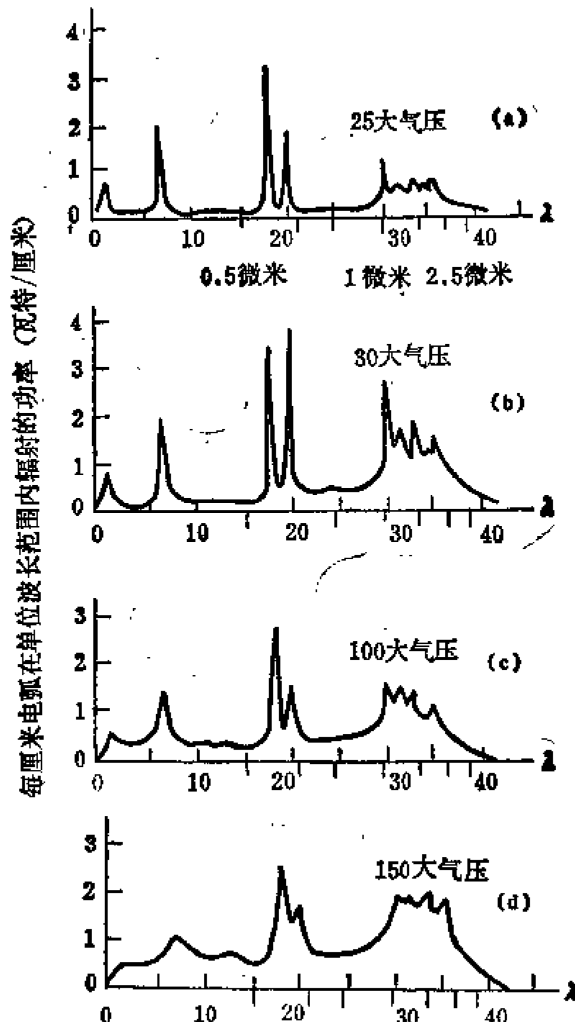


图 4-18　不同汞气压下的光谱能量分布

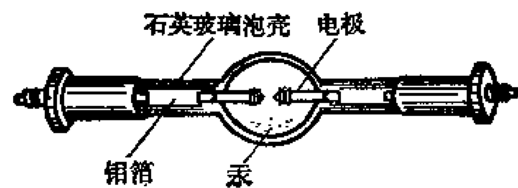


图 4-19　球形超高压汞灯

球形超高压汞灯的结构如图 4-19 所示。灯管呈球形，灯的两端装有电极。极间距很短，以使放电功率集中。电弧位于两电极之间，处于球形泡壳的中心，远离管壁，从而防止管壁过热。此外，球形灯泡可承受很高的压力，不易炸裂。表 4-8 给出几种国产球形超高压汞灯的参数。球形超高压汞灯在工作时要串入镇流器。其启动方式有两种，即装触发电极的灯和不装触发电极的灯。

(2) 毛细管超高压汞灯

毛细管超高压汞灯是一种在很高的电位梯度下工作具有极高亮度的光源。其结构如图 4-20 所示。这种灯的电弧被毛细管限制，是管壁稳定型电弧。在毛细管灯中，汞气压在 50-200 大气压之间，电位梯度达 300-1000 伏特/厘米。为了达到如此高的电压，管壁负载必须达到 500-1000 瓦特/厘米²。如此高的管壁负载，必须用水或压缩空气冷

表 4-8　国产球形超高压汞灯的参数

型　号	功　率（瓦/特）	电源电压（伏特）	工作电压（伏特）	工作电流（安培）	启动电流（安培）	外　径（毫米）	极间距（毫米）	填充气体	光通量（流明）
GCQ50	50	～220	～35	1.5		9		氩	
GCQ75	75	～220	～52±5	1.5	2.5	14	3.3	氩	2500
GCQ200	200	～220	～55	3.9		18		氩	
GCQ400	400	50	25—30	12—16	<30	29		氩	20000
SGQ500	500	50	25	20	⩽25	30	3.2	氙	
SGQ500	500	75	35	13	⩽25	30	3.6	氙	
SGQ500	500	110	50	10	⩽25	30	5.2	氙	
SGQ1000	1000	110	55	18	⩽40	40	6.0	氙	

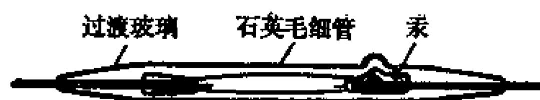


图 4-20　毛细管超高压汞灯

却石英灯管。表4-9给出几种毛细管超高压汞灯的规格参数。

表 4-9 几种毛细管超高压汞灯的光电参数

功 率（瓦特）	500	900	1000
弧 长（毫米）	12.5	25	12.5
内 径（毫米）	2	2	1.3
启动电压（伏特）	～625（交流）	～1400（交流）	～950（直流）
工作电压（伏特）	～450（交流）	～750（交流）	～500（直流）
工作电流（安培）	～1.4	～1.3	～2
光通量（流明）	30000	50000	60000
亮 度（提熙）	25000	22000	45000
工作位置	水 平	水 平	水 平
冷 却	水 冷	空 气	水 冷

（三）钠灯

钠灯即钠蒸气放电灯。根据蒸气压的大小，也分为低压钠灯和高压钠灯。

低压钠灯

钠原子的最低激发电位为2.1伏，相应的共振线波长为589.0毫微米和589.6毫微米，这两根谱线就是通常所说的钠的黄双线（D线）。

低压钠气放电在很多方面与低压汞气放电相似。放电时，大部分辐射能都集中在共振线上。概括起来，低压钠气放电有下述特征：

①在钠气压约为 3×10^{-3} 毛时，钠的共振辐射效率最大。相应的管壁温度为260℃左右。

②钠灯放电管的直径对共振辐射效率有很大影响。由于钠的共振吸收几率较大，所以最佳直径约为低压汞灯的一半，即14-18毫米左右。

③钠灯电弧越长，效率越高。一般将灯管做成U形。

④低压钠灯中心也须充入惰性气体，其最佳气压为0.1-1毛。

低压钠灯与低压汞灯的主要不同是：前者的共振辐射在可见区。表4-10给出低压钠灯的能量分布数据。黄双线以外的辐射占总辐射的13%左右。

表 4-10 低压钠灯的能量分布数据

波 长（毫微米）	相对光谱能量
497.9/498.3	0.1
568.2/568.8	1.0
589.0/589.6	100
615.4/615.1	0.3
818.3/819.5	13.3

图4-21是U形低压钠灯的示意图。泡壳内抽成高真空以减小热损耗。为了提高并保持真空度，蒸散上一层消气剂。真空度一般应在 10^{-4}-10^{-6} 毛以上。泡壳内壁涂有氧化铟（In_2O_3）红外反射层以减少热辐射损耗。U形放电管由抗钠玻璃制成。表4-11给出几种国产钠

灯的型号和参数。小功率钠灯 Gp20Na 主要用于光谱仪器。可作为偏振计、旋光计、折光计等的单色光源。40瓦以上的钠灯主要用于照明。低压钠灯的主要缺点是显色性能差(显色指数低)，比如，在它的照明下，分不出白色和黄色，以及红色和蓝色。钠灯的启动电压较高，45 瓦以上的灯，启动电压在 220 伏以上。一般用开路电压较高的漏磁变压器启动。

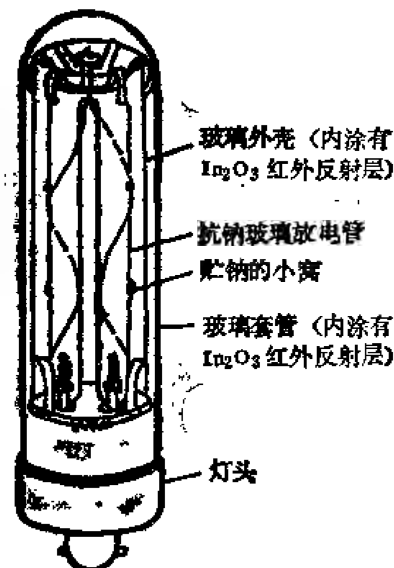


图 4-21　*U* 形低压钠灯

高压钠灯

高压钠气放电与高压汞气放电相似。在低压钠气放电时，共振辐射效率很高。随着钠气压的升高，由于共振辐射的自吸收率增加，致使辐射效率下降。但当蒸气压继续升高时，由于共振线加宽，同时在长波部分也出现了辐射线，所以辐射效率又升高。这与高压汞气放电相似。高压钠气放电与高压汞气放电的明显区别是，钠共振线的加宽比汞的大得多。图 4-22 给出不同钠气压下，放电的光谱分布。由图可见，高压钠灯光谱线在可见区比低压钠灯的谱线丰富。钠谱线的加宽主要是多普勒加宽、碰撞加宽，以及一种由分子效应引起的加宽。

表 4-11　低压钠灯参数

型　　号	功　率 (瓦)	启动电压 (伏特)	管　压 (伏特)	极　间　距 (毫米)
GP20Na	20	220	20	
N45	45	470	80	260
N75	75	470	120	
N140	140	470	120	810

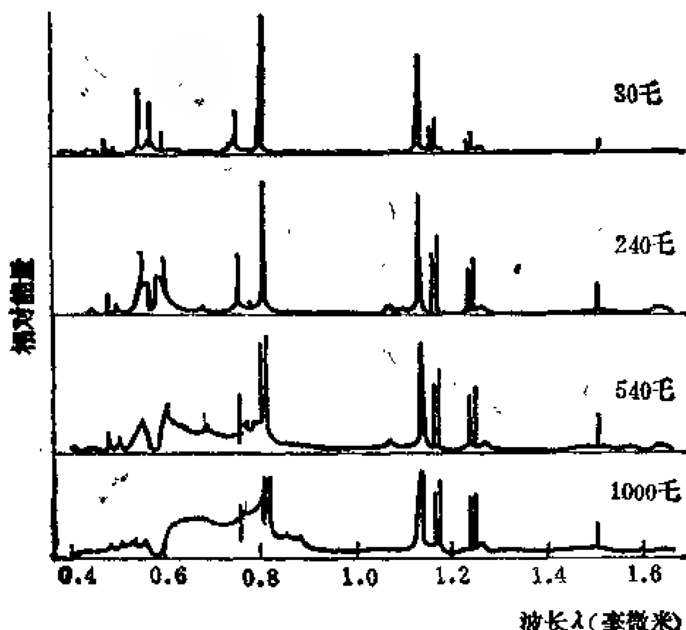


图 4-22　不同钠蒸气压下的光谱分布

当钠气压为 200~250 毛时，灯的光效最高。此时，光呈金白色，约有30%的电能变成可见光。气压进一步提高时，光色更为理想，约在 500 毛时，光成为白色，但此时，光效有所下降。

图 4-23 是高压钠灯的结构简图。为使钠气压达到 200 毛左右，管壁温度须在 700℃以上。目前，多晶氧化铝陶瓷是唯一能够耐高温、抗钠腐蚀，并能做成透明管子的材料。这种灯的放电管直径较小，比如 400 瓦高压钠灯的内径仅约 8 毫米，壁厚约

0.75毫米，弧长70-90毫米，外表面负载约19瓦/厘米²，或更低。

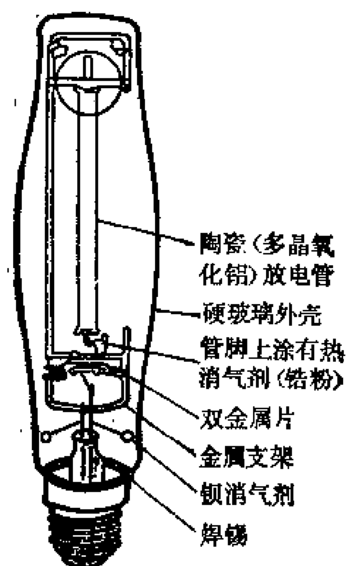


图4-23 高压钠灯

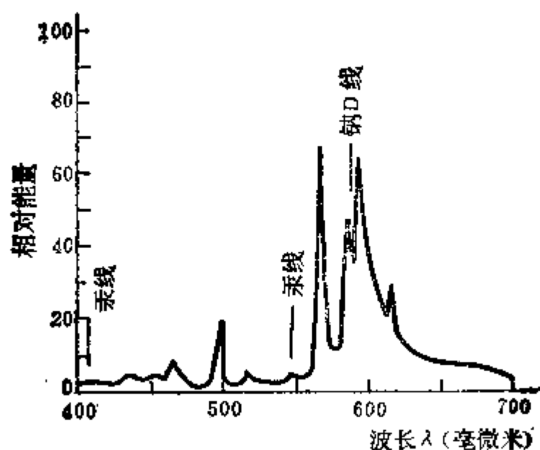


图4-24 高压钠灯的相对光谱能量分布

高压钠灯的启动是靠灯内所充10-20毛的氩气或氙气。充不同惰性气体时，其光效也不同。高压钠灯中，除充钠外，还要充一定量的汞。钠、汞的重量比约为1：2-1：10。充汞的作用是：①提高放电管内的电位梯度，以提高发光效率。②可减小热导率，从而减少电弧热损耗，提高发光效率。③适当改善灯的颜色。图4-24给出高压钠灯的相对光谱能量分布。

由于高压钠灯的放电管长而细，故不能采用启动电极方式启动。常采用如图4-25所示的方法启动。其原理是：启动时，电流流过双金属片b和加热线圈H。b受热后，两触点打开，从而电感L上产生反电势使灯击穿。灯启动后，放电的热量使b保持开路状态。

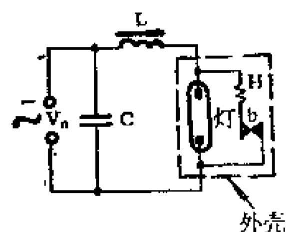


图4-25 高压钠灯的启动方式

由于高压钠灯的体积很小，功率密度很高，有较高的亮度，紫外辐射少，所以很适宜需要高亮度高效率的场所照明。

（四）金属卤化物灯

金属卤化物灯的出现，是由于金属卤化物有两个很好的特征。第一，金属卤化物的蒸气压一般都比金属本身的蒸气压高得多。几乎所有的金属卤化物在1000开尔文的蒸气压都大于1毛。第二，除金属氟化物外，其它金属卤化物都不与石英玻璃发生明显的化学反应。

在金属卤化物灯中，由于管壁与电弧中心的温度相差很大，金属卤化物会发生分解和再复合的循环过程：在管壁的工作温度下，金属卤化物大量蒸发后，因浓度梯度而向电弧中心扩散。在电弧中心的高温区（约4000—6000开尔文），金属卤化物的分子分解成金属和卤素原子。金属原子产生放电并发射辐射。而由于电弧中心区金属原子及卤素原子浓度较高，它们又向管壁扩散，并在管壁附近的低温区重新复合成金属卤化物分子。就靠这种循环，不断向电弧提供足够浓度的金属原子。

上述循环过程表明，灯内加入金属卤化物，除了必须满足蒸气压高及不与石英玻璃起反应的条件外，还须满足另外两个条件。一是在电弧温度（>2500开尔文）下不稳定，能分解

成金属和卤素，以获得高的蒸气压；二是在管壁温度下又要稳定，不会在管壁析出金属。原则上，一般金属卤化物都满足上述条件，但由于碘化物更优越，所以应用也最广。

大多数金属卤化物灯内都充有汞，其作用是：提高灯的发光效率，改善灯的电学特性，有利于灯的启动。

金属卤化物灯品种繁多，但按其光谱特征的不同，大致可分为以下四类：第一类是，选择几种发射强线谱的金属卤化物，把它们加在一起，得到白色光源。碘化钠-碘化铊-碘化铟灯为其典型例子。第二类是利用在可见区能发射大量密集谱线的金属，得到类似日光的白光。碘化镝—碘化铊灯为其典型代表。第三类是利用高气压的金属蒸气放电，或利用分子发光产生的连续辐射，获得日光色的光。超高压铟灯和氯化锡灯都属于这一类。第四类是，利用有很强共振辐射的金属产生色纯度很高的光。比如，碘化铊灯发射绿光。其中前三类用作一般照明，第四类则用于特殊照明。下面主要介绍前三类。

碘化钠-碘化铊-碘化铟灯（简称钠铊铟灯）

这种灯有很高的发光效率，这是因为钠和铊都能有效地产生共振辐射（钠、铊的激发电位分别为2.1伏和3.3伏），并且它们的共振线（589.0—589.6毫微米）都位于眼睛光谱灵敏度的最大处。这种灯的光色仍带黄绿色，为进一步改善光色，在灯内加入碘化铟，铟的共振线（451.1毫微米）位于蓝色区域。

钠铊铟灯的外壳与一般不涂荧光粉的高压汞灯的外壳相同。但内管因所充放电物质不同而有明显区别。钠铊铟灯的管壁工作温度在725℃-750℃时有较高的发光效率和较好的光色。灯管的长度与直径之比一般不超过4：1。金属卤化物灯中，冷端的影响比高压汞灯严重。为防止冷端的产生，须仔细控制灯管管端的形状，一般都做成锥形。压封处不能留有空隙。还要在灯管两端加保温涂层。为了保证真空度，外壳内要加消气剂。

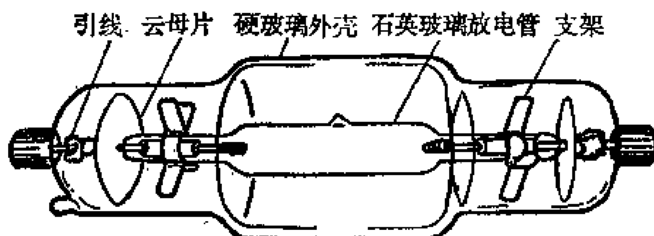


图4-26　1000瓦特钠铊铟灯

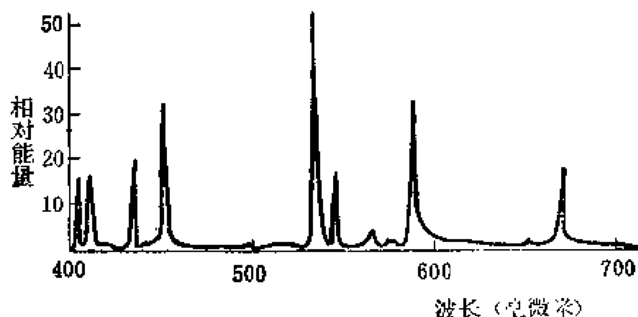


图4-27　1000瓦特钠铊铟灯的能量分布曲线

图4-26和图4-27分别表示钠铊铟灯的结构和光谱分布曲线。这种灯不仅光效高，而且光色好，可做街道和室内照明。

镝灯

稀土类金属（如镝、钬、铥等）的光谱在整个可见区有十分密集的谱线，所以若灯内采用这种金属碘化物则可产生显色性很好的光。由于灯的显色性能随稀土金属分压强的提高而改善，所以升高灯管工作温度可以得到光色更好的白光。球形镝灯管壁负载可达60-100瓦特/厘米^2。此外，在镝灯内添加钬和铥的卤化物，还可进一步提高显色性。在镝灯内，卤化物对管压有较大的贡献。一般汞对管压的贡献为70%左右，其余30%是由金属卤化物给出的。图4-28（*a*）、（*b*）是两种球形镝灯的结构，图4-29是其光谱能量分布。

镝灯等由于有很好的显色性，又有较高的光效，所以是很好的照明光源。3000瓦特、

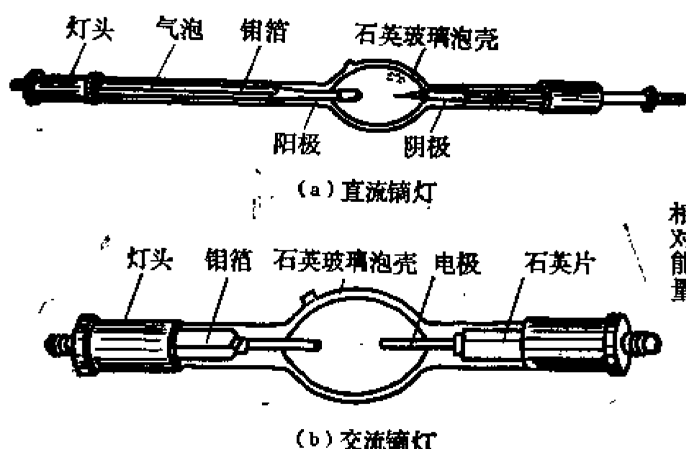


图4-28　球形镝灯

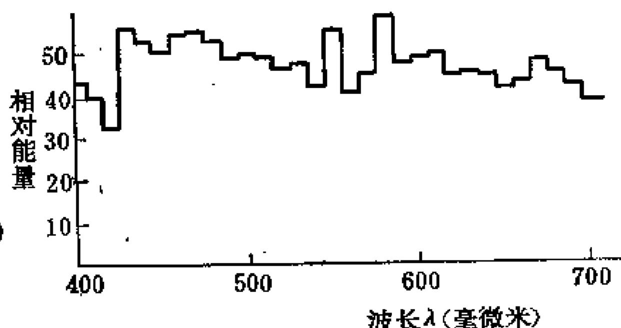


图 4-29　球形镝灯的光谱能量分布

5000 瓦特，或更大功率的直流球形镝灯可代替炭精灯，用于拍摄彩色影片；1000 瓦特交流球形镝灯用于彩色照相制版。

超高压铟灯

当金属蒸气压足够高时，放电辐射就呈现为连续光谱。超高压铟灯就是利用这个原理制成的。图 4—30 表示 300 瓦特超高压铟灯的结构。超高压铟灯用的是铟的碘化物。因灯管内壁负载较大（300—400瓦特/厘米²），所以管壁要有适当的厚度，通常为3—5 毫米。300 瓦特超高压铟灯的内径为 3.0 毫米，极间距为 4.5 毫米。为了便于启动，超高压铟灯中除碘化铟外，还充有一定量的氩气或氙气。启动阶段所发的光主要是 410.2 毫微米和 451.1 毫微米两根谱线，而稳定工作时的光谱能量分布曲线如图 4-31 所示。300 瓦特超高压铟灯的光效

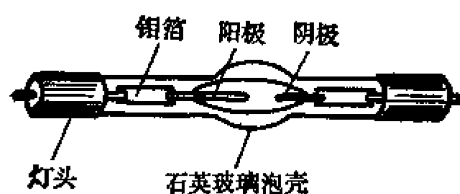


图 4-30　300 瓦特超高压铟灯

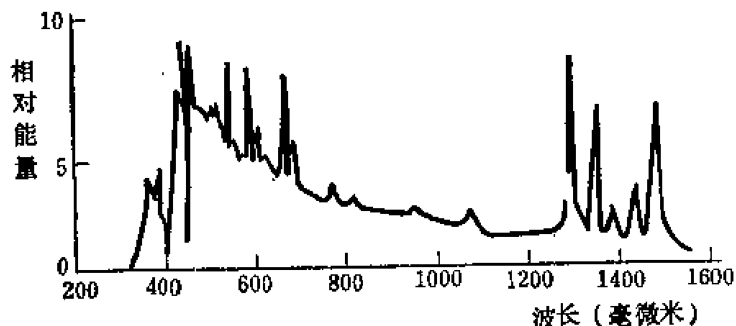


图 4-31　超高压铟灯的光谱能量分布

为 40—50 流明/瓦特，色温在 5000—6500 开尔文之间。

由于超高压铟灯尺寸小，光效高，光色好，适用于电影放映用光源，也可作为显微投影仪的光源。

卤化锡灯

金属卤化物灯大都发射原子光谱，但在锡、铝化合物中却发现很强的分子辐射。它们有很强的连续光谱，显色性能很好。卤化锡灯一般采用氯化锡-碘化锡-汞的组合，或碘化锡—溴化锡—汞的组合。

照明用卤化锡灯的灯管尺寸和电参数与 400 瓦钠铊铟灯大致相同。灯的光谱特性如图4-32 所示。为对照起见，图中还画出了 5000 开尔文的日光（点划线）和球形氙灯（虚线）的

光谱分布。从图中可见，从紫外到红外，灯的光谱几乎与5000开尔文的日光完全相似，而氙灯在紫外和近红外区比日光强。

卤化锡灯的极好显色性与稳定性，使其不仅适于室内外照明，也可用于印刷、染色、摄影等场合。

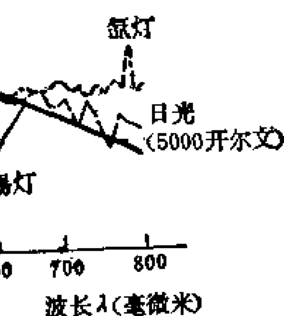


图 4-32　卤物锡灯的光谱

特殊用途的金属卤化物灯

使用金属卤化物可以比较方便地得到所需要的光谱辐射。因碘化铟、碘化铊、碘化锂可做成蓝、绿、红三种颜色的灯。这些灯的色纯度很好，是极好的装饰用光源。

（五）氙灯

利用高压和超高压惰性气体放电可制成一类效率很高的光源，其中以氙灯最为常用。低压惰性气体放电的光效很低，但在高压和超高压下，惰性气体的原子被激发到更高的能级，并被大量电离，从而在可见区发出迭加着少量线光谱的强连续光谱。各种惰性气体中，以氙气放电辐射与日光最接近，且当电流与氙气压在很大范围内变动时，光谱能量分布变化很小。按电弧的长短不同，氙灯分为长弧氙灯与短弧氙灯两种。

长弧氙灯

长弧氙灯有自然冷却和水冷两种，后者比前者多了一个水冷套。图 4-33 是水冷长弧氙灯的结构示意。灯管用石英玻璃制成，内充适量氙气，电极用钍钨、钡钨等耐离子轰击的材料制成。因石英管型的限制，电弧属于管壁稳定型。表 4-12给出几种国产长弧氙灯的主要参数。图 4-34 给出长弧氙灯的光强分布。

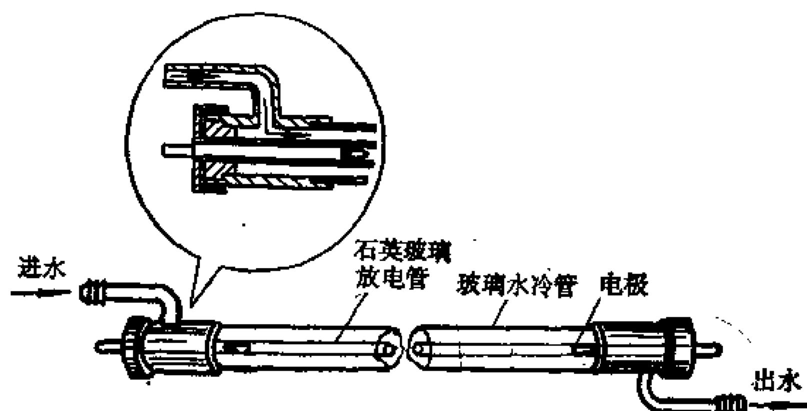


图 4-33　水冷长弧氙灯

表 4-12　国产长弧氙灯的参数

型　号	功　率（瓦）	电源电压（伏）	工作电压（伏）	工作电流（安）	充气压强（乇）	极　距（厘米）	外　径（毫米）	光　效（流明/瓦）	冷却方式
SZ1500	1500	220～	60	20		15.0	32		自然冷却
SZ1500F	1500	220～	90	17		19.0	15		风　冷
SZ3000	3000	220～	220	14	200＋20	62	12	＞20	自然冷却
SZ6000	6000	220～	220	27	350—370	25	6.5—7.0		水　冷
SZ10000	10000	220～	220	46	70±5	105	22	25	自然冷却
SZ20000	20000	220～	220	91	60±5	130	34	27	自然冷却

长弧氙灯的光谱与日光相同，故有“小太阳”之称，它适合于作码头、广场等大面积照

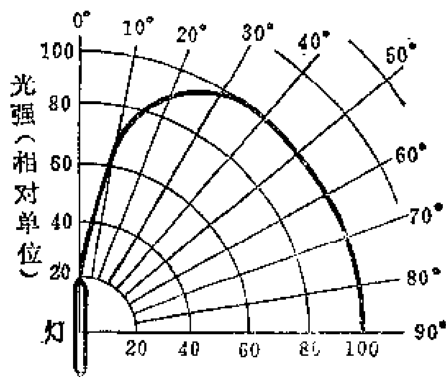


图 4-34　长弧氙灯的光强分布

明用。另外，长弧氙灯还可用于布匹褪色检验，人工气候室植物培养，以及光化反应等光源。水冷的长弧氙灯体积小，亮度高，很大一部分红外线被水吸收，可用于人工老化机、复印机等光源。

短弧氙灯

短弧氙灯中氙的浓度比长弧氙灯中更高，电离度也更大，所以光谱更趋于连续。图 4-35 是短弧氙灯的光谱能量分布，它与太阳的光谱很接近。短弧氙灯工作时，氙气气压须在超高压（5—30大气压）范围内，所以短弧氙灯又称为超高压氙灯。图4-36

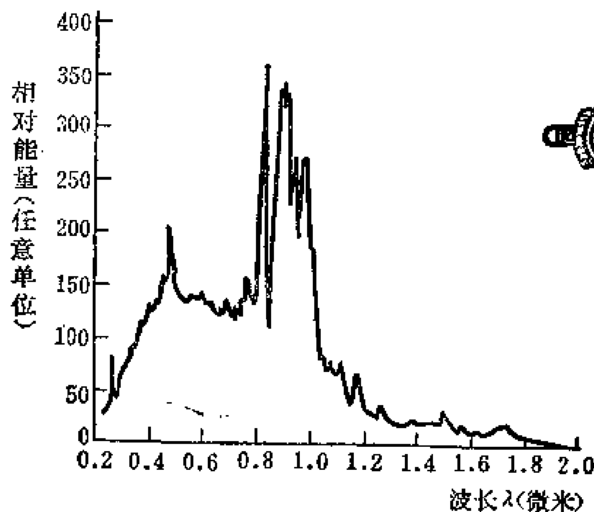


图 4-35　短弧氙灯的光谱能量分布

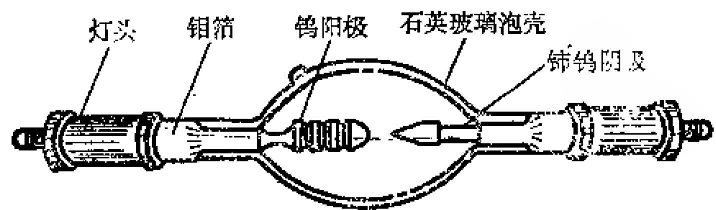


图 4-36　3000 瓦特风冷短弧氙灯结构示意

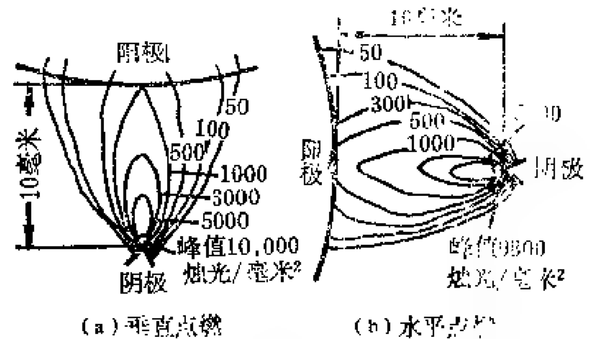


图 4-37　20 千瓦水冷短弧氙灯电弧的亮度分布

是 3000 瓦特风冷短弧氙灯的示意图，其结构与超高压汞灯相似。短弧氙灯的电弧不属于管壁稳定型，而属于对流稳定型。短弧氙灯整个电弧的亮度分布很不均匀，如图 4-37 所示。表 4-13 给出几种国产短弧氙灯的主要参数。

表 4-13　中小功率短弧氙灯的参数表

型　号	功　率（瓦特）	电源电压（伏特）	工作电压（伏特）	工作电流（安培）	极间距（毫米）	泡壳外径（毫米）	工作位置	冷却方式
SQ75	75	≥50	16	≤5	1.0	13	垂　直	自然冷却
SQ150	150	≥50	18	≤8	2.0	18	垂　直	自然冷却
SQ300	300	≥50	20	≤15	3.0	25	垂　直	自然冷却
SQ300A	300	～220	18	≤18	2.0	25	任　意	自然冷却
SQ500	500	≥50	20	≤25	3.4	30	垂　直	自然冷却
SQ1000	1000	≥65	22	≤50	4.0	40	垂　直	自然冷却
SQ1500	1500	≥65	25	≤65	5.5	48	垂　直	自然冷却
SQ2000	2000	≥65	28	≤70	6.5	54	垂　直	自然冷却
SQ3000	3000	≥65	30	≤100	6.5	60	垂　直	风　冷
SQ3000A	3000	≥65	30	≤120	6.5	60	垂　直	水　冷

短弧氙灯是高亮度点光源。且光色好，启动时间短，光谱分布在紫外与可见部很接近日光。色温为6000开尔文。小功率短弧氙灯可用于各种光学仪器。2—3千瓦的短弧氙灯用于电影放映。

氙灯的触发

高压和超高压惰性气体放电灯在启动前的常温下仍保持着很高的气压，必须有触发器才能点燃。

图4-38表示触发器的工作原理。B是高压变压器，它将220伏特市电升高到300-5000伏。几千伏的高压向电容器C充电。当C上电压升高到火花隙P的击穿电压V_p时，火花隙击穿。C通过火花隙与脉冲变压器B_2的初级线圈放电，并在B_2的次级感应出一个脉冲高压。若此电压足够高，就能使灯击穿，形成火花放电。灯击穿后，电极发射大量电子，同时主电源向灯供电，过程过渡到弧光放电，灯被点燃。灯点燃后，触发器不再工作。

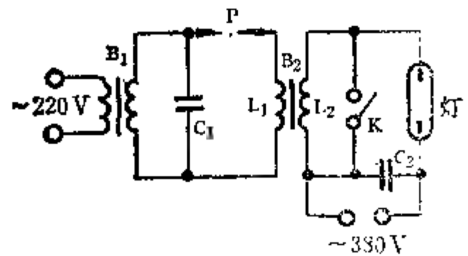


图4-38　火花触发器线路

（六）脉冲灯

脉冲灯与高压汞灯、短弧氙灯等连续发光光源不同，它能在极短的时间内发出很强的闪光。图4-39是脉冲灯的结构示意图，图4-40为其工作电路。直流电源（电压V_0）经充电电阻R使贮能电容器C充电到工作电压V_c。V_c一般低于灯的自击穿电压V_s，而高于其着火电压V_2。脉冲灯管外绕有触发丝。工作时，在触发丝上施于高脉冲电压，使灯内产生电离火花线。火花线大大减小了灯的内阻，使C内贮存的大量能量能够在极短的时间内通过脉冲灯放出（放电过程可大致分成瞬态和稳态两个阶段），产生极强的闪光。

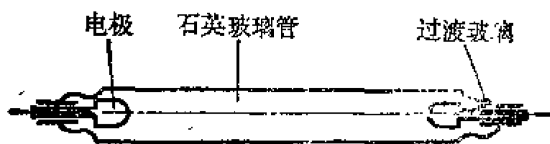


图4-39　脉冲灯的结构示意图

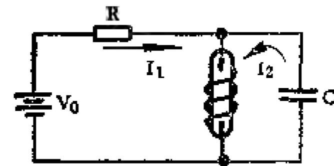


图4-40　脉冲灯工作线路

除激光器外，脉冲灯是最亮的光源。表4-14给出脉冲氙灯与几种熟知光源的性能比较。

表　4-14 脉冲氙灯与其他光源的性能比较

光　　源	输入功率（千瓦）	光通量（千流明）	亮　度（兆尼特）
反射式白炽灯	20	600	30
高强度开放式燃烧电弧	100	4500	1400
球形超高压汞灯	10	600	1300
管状氙灯	100	5000	25
管状脉冲氙灯	40000	1500000	10000

脉冲灯的触发方式有两种，即外触发（又称并联触发）和内触发（又称串联触发），线

路如图 4-41 所示。点燃时，在可控硅的触发极加一触发信号使可控硅导通。电容器 C_2 经可控硅与脉冲变压器 B_s 放电，B_s 次极则得到一高压脉冲触发脉冲灯。

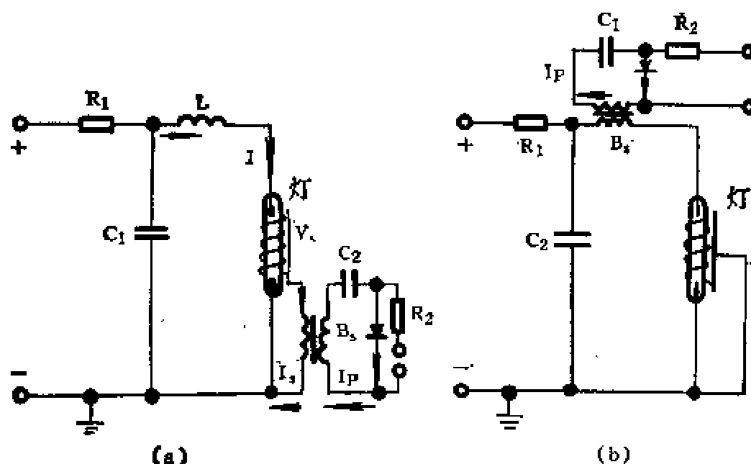


图 4-41 脉冲灯的两种触发方式

脉冲放电波形不仅与灯管尺寸，填充气体的种类和气压有关，而且还取决于放电回路的参数。图 4-42 表示当电感量增加时，脉冲放电波形的变化情况（其中将脉冲灯看作一个电

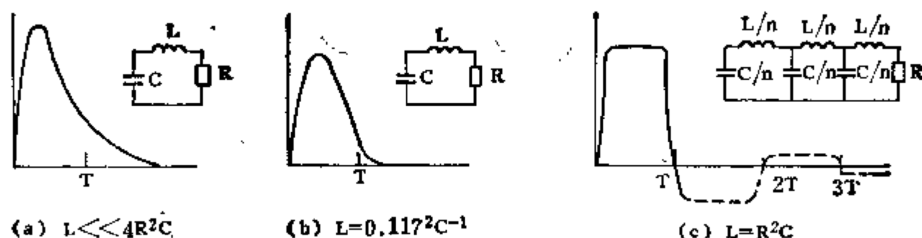


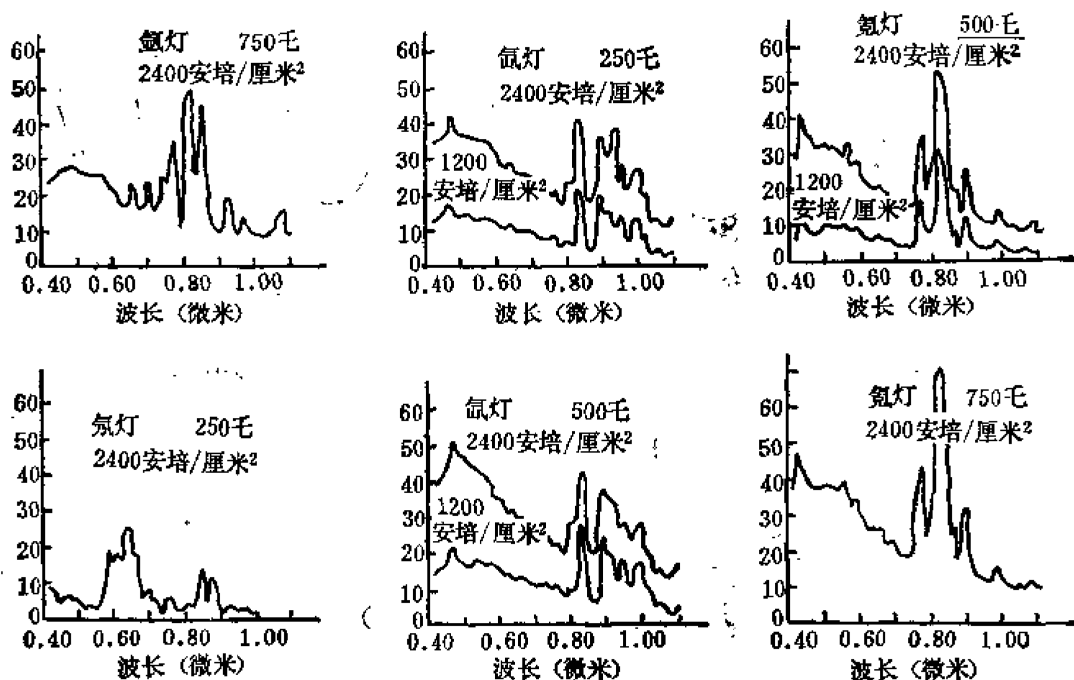
图 4-42 脉冲灯的几种放电回路及相应的放电波形

阻 R）。（a）表示 $L\leqslant 4R^2C$ 的情况，此时放电波形呈三角形，前沿较陡，但下降却很慢。（b）表示 $L=0.445R^2C=0.11T^2C^{-1}$ 时的情况。此时放电波形呈钟形，前沿和后沿部分几乎是对称的。（C）表示的矩形脉冲是由几节具有相同电感（L/n）和相同电容（C/n）的单节网络组成的传输线向接在其终端的灯放电所得到的。其主要优点是，在脉冲持续期内光输出几乎恒定。这种性质对用作光泵很合适。图中虚线所示的波形是传输线失配时（$R\neq\sqrt{L/C}$）产生的。

各种惰性气体脉冲灯的光谱如图 4-43 所示。由图可知，在可见和紫外区，各种惰性气体脉冲灯的连续谱占优势，而在 800 毫微米附近的红外区有较强的线状谱，尤其是脉冲氪灯，在 810 毫微米处的谱线很强。脉冲灯的光谱分布近似日光。随着电流密度的增加，惰性气体脉冲灯的连续谱比线状谱增加得更快；而短波部分的辐射比长波部分增加得快，光谱移向短波方向，色温升高。

由于脉冲灯具有很高的亮度，所以广泛用于摄影光源和激光器的光泵，并可作为印刷制版光源。图 4-44 是一只照相用脉冲氙灯，常称为万次闪光灯。这种灯的泡壳常用硬玻璃制成。电极芯柱和螺旋均用钨，并涂有电子粉。

万次闪光灯的光色与日光接近，适于作彩色摄影光源。



纵坐标为辐射功率（毫瓦特/厘米²·10毫微米）

图 4-43 惰性气体脉冲灯的光谱

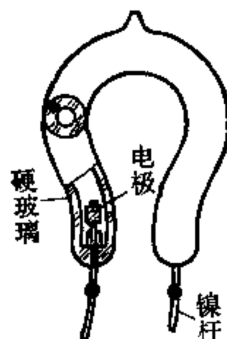


图 4-44 *SW*—8 型万次闪光灯

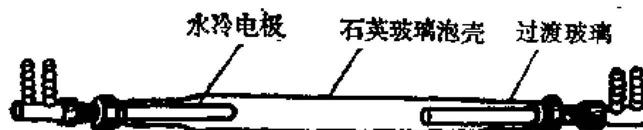


图 4-45 重复频率脉冲灯的结构示意图

在激光技术中，脉冲氙灯常用作泵浦光源。固体激光器常用的脉冲氙灯有直管形和螺旋形两种，能量为几千焦耳，闪光时间为几毫秒。表 4-15 给出几种光泵用国产脉冲氙灯的规格。对重复频率脉冲灯，为了防止电极过热，须加水冷，其结构如图 4-45 所示。

表 4-15 几种固体激光器用脉冲灯的规格

灯管型号	主要尺寸（毫米）			能量	工作电压	工作电容	冷却方式
	外径	全长	极间距	（焦耳）	（伏特）	（微法）	
MX10-70	10±0.5	190±5	70	600	630	3000	必要时采用水冷
MX12-100	12±0.5	220±5	100	1500	1000	3000	必要时采用水冷
MX20-200	20±0.5	340±5	200				
MX24-500	24±0.5	700±5	500				
CMX7.5-50	7.5±0.5	130±5	50				灯管需水冷
CMX10-70	10±0.5	150±5	70				灯管需水冷
CMX14-100	14±0.5	220±5	100				灯管和电极均须水冷
CMX16-200	16±0.5	340±5	200				灯管和电极均须水冷
CMX18-300	18±0.5	440±5	300				灯管和电极均须水冷

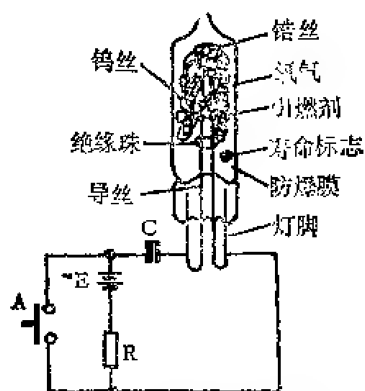


图 4-46 燃烧式闪光泡的结构和接线法

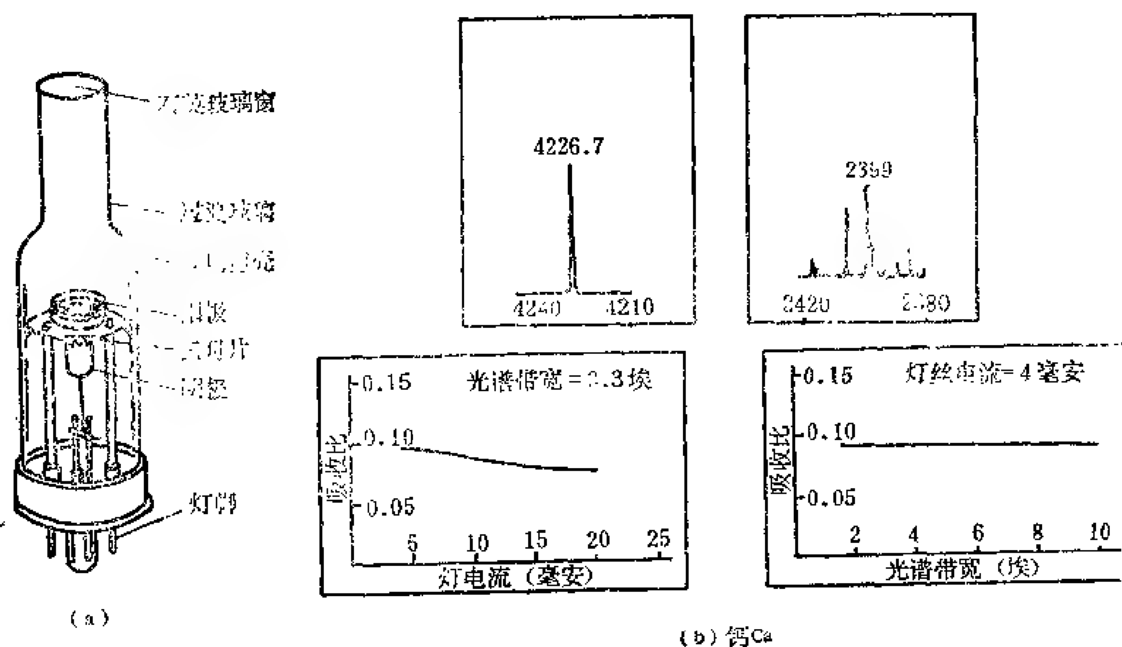
（七） 燃烧式闪光泡

这种灯泡只能用一次，所以又称为单次闪光泡。它有瞬时光强大，耗电少，体积小、携带方便等优点。

燃烧式闪光泡的结构和接线如图 4-46 所示。点燃前，直流电源（E = 3—15 伏特）经电阻 R（4.7 千欧）和闪光泡的钨丝对电容器 C（100 微法，15 伏特）充电。点燃时，按下按钮开关 A，C 迅速通过钨丝放电。由于放电电流很大，钨丝很快达到白热状态。在钨丝的高温和引燃剂的作用下，锆丝便在氧气中剧烈燃烧起来。在锆与氧反应生成二氧化锆的过程中，要放出大量能量，这些能量将二氧化锆加热到白炽状态，致使闪光泡发出耀眼的强光。

（八） 原子光谱灯

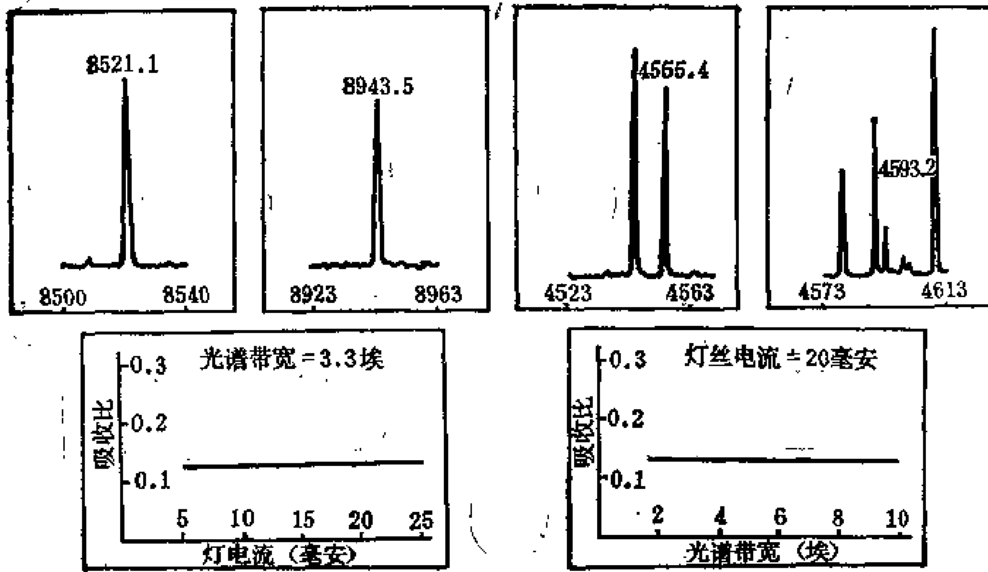
原子光谱灯又称为空心阴极灯，其结构如图 4-47 （a） 所示，阳极和圆筒形空心阴极封在九五料玻璃做成的泡壳内。泡壳前面有一个光学透明的石英窗。灯工作时，窗口透射出放电负辉光区的光，其中主要是阴极金属的原子光谱。原子光谱灯采用空心阴极的理由是：空心阴极放电的电流密度可比正常辉光放电高出 100 倍以上而不进入反常辉光放电区。空心阴极放电时，放电电流大，但温度並不高，因此谱线不仅强度大而且线宽很小，同时稳定性良高。由于这些优点，它被广泛用于元素的光谱分析中，特别是分析微量元素。图 4-47（b）—（g）给出六种光谱灯的光谱结构。表 4-16 列出部分原子光谱灯的特性，仅供参考。厂家是美国韦斯廷—豪斯公司（WL）和贾雷尔—阿什公司（JA）。表中 P 表示硼硅酸玻璃，Q 表示石英玻璃；N 表示氖气，A 表示氩气；A 表示直径是 25.4 毫米；B 表示直径是 38.1 毫米，C 表示直径是 50.8 毫米。



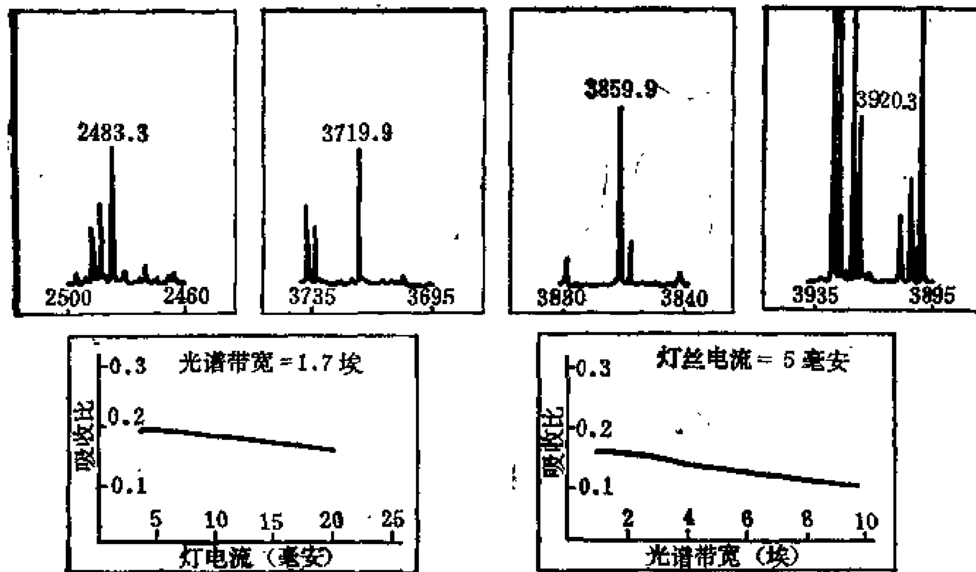
（a）

（b）钙Ca

图 4-47

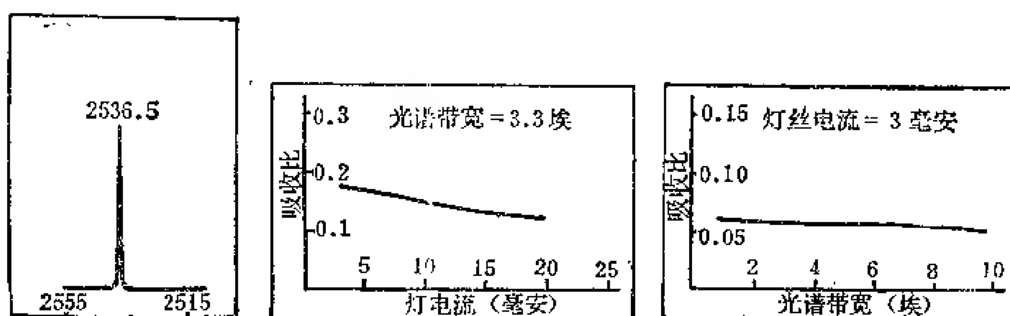


(c)铯Cs

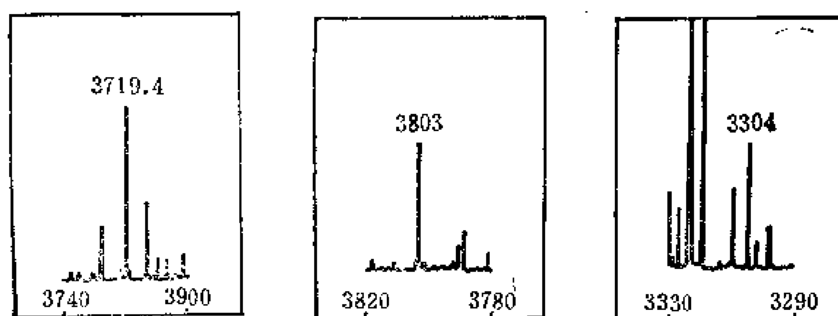


(d)铁Fe

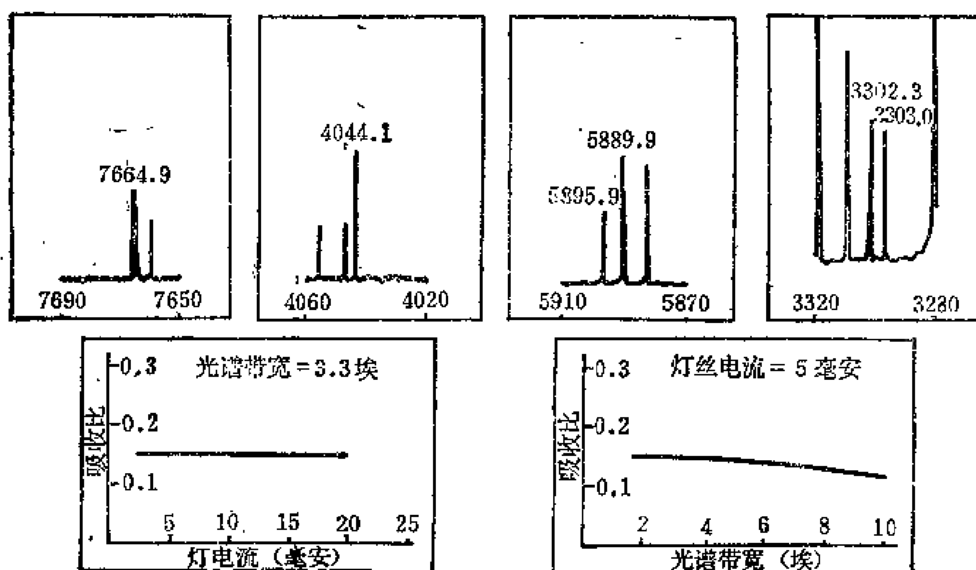
图 4-47



(e) 汞 Hg



(f) 钍 Th



(g) 钠Na或钾K

图 4-47 (*a*)原子光谱灯结构; (*b*)—(*g*) 给出六种原子光谱灯的光谱

表 4-16 单元素和多元素原子光谱灯

元素	窗口材料	填充气体	直径大小	分析谱线(埃)	分 类 号	元素	窗口材料	填充气体	直径大小	分析谱线(埃)	分 类 号
单元素 22000 系列											
铝	Q	A	B	3092	WL22804		Q	A	B	3247	WL22606
	P	N	A	3092	JA—45—152		Q	A	A	3247	W22879
	Q	A	A	3092	WL22870		Q	N	B	3247	JA—45—490
	Q	N	B	3092	WL22929		Q	N	A	3247	WL23012
	Q	N	A	3092	WL22954	镝	Q	N	B	4212	JA—45—595
锑	Q	A	B	2311	WL22840		Q	N	A	4212	WL22880
	Q	A	A	2311	WL22872	铒	Q	N	B	4008	JA—45—571
	Q	N	B	2311	JA—45—461		Q	N	A	4008	WL22881
	Q	N	A	2311	WL22956	铕	Q	N	B	4594	JA—45—572
砷	Q	N	B	1937	JA—54—317		Q	N	A	4594	WL22882
	Q	N	A	1937	WL22873	钆	P	N	A	4079	WL—22975
	Q	A	B	1937	JA—45—315		Q	N	B	4079	JA—45—573
钡	P	N	A	5536	JA—45—480		Q	N	A	4079	WL22966
铍	Q	N	B	2319	WL23407	镓	Q	N	B	4172	JA—45—470
铋	Q	A	B	3068	WL22841		Q	N	A	4172	WL22884
	Q	A	A	3068	WL22874	锗	Q	A	B	2651	JA—45—575
	Q	N	B	3068	JA—45—469		Q	N	B	2651	JA—45—313
	Q	N	A	3068	WL22957	金	Q	A	B	2676	WL228[illegible]9
硼	Q	A	B	2497	JA—45—368		Q	A	A	2676	WL22883
	Q	A	A	2497	WL22917		Q	N	B	2676	JA—45—467
镉	Q	A	B	3261	WL22816		Q	N	A	2676	WL22960
	Q	A	A	3261	WL22875	铪	Q	N	B	3072	JA—45—303
	Q	N	B	3261	JA—45—462	钬	Q	N	A	4104	WL22885
	Q	N	A	3261	WL22958		Q	N	B	4104	JA—45—576
钙	P	N	A	4227	JA—45—440	铟	Q	A	B	3040	WL22867
铈	Q	N	B		JA—45—569		Q	A	A	3040	WL22[illegible]15
	Q	N	A		WL22978		Q	N	B	3040	JA—45—[illegible]71
铯	P	A	A	4556	WL22817	铱	Q	N	B	2850	JA—45—577
	P	N	A	4556	JA—45—441	铁	P	A	A	3720	WL2[illegible]2
铬	P	A	A	3579	WL22812		Q	A	B	3720	WL22811
	Q	A	B	3579	WL22821		Q	N	B	3720	JA—45—455
	Q	A	A	3579	WL22877		P	N	A	3720	WL22820
	Q	N	B	3579	JA—45—454		Q	A	A	3720	WL22886
	Q	N	A	3579	WL22959		Q	N	A	3720	WL22887
钴	P	A	A	3454	WL22813	高纯铁	Q	N	B	3720	WL22857
	Q	A	B	3454	WL228[illegible]		Q	N	A	3720	WL22888
	Q	A	A	3454	WL22878	镧	Q	A	B	5501	WL22845
	Q	N	B	3454	JA—45—456		Q	A	A	5501	WL22889
	Q	N	A	3454	WL22953		Q	N	B	5501	JA—45—495
铜	P	N	A	3247	JA—45—458	铅	Q	A	B	2833	WL22838

续 表

元素	窗口材料	填充气体	直径大小	分析谱线（埃）	分 类 号	元素	窗口材料	填充气体	直径大小	分析谱线（埃）	分 类 号
单元素 22000 系列											
	Q	A	A	2833	WL22890		Q	N	A	3404	WL22979
	Q	N	B	2833	JA—15—468	磷	Q	N	B	2136	JA—45—449
	Q	N	A	2833	WL22952		Q	N	A	2136	WL22960
锂6	P	N	A	6708	JA—45—579	铂	Q	A	B	2659	WL22851
	P	A	A	6708	WL22925		Q	A	A	2659	WL22896
锂7	P	N	A	6708	JA—45—580		Q	N	B	2659	JA—45—466
	P	A	A	6708	WL22926	钾	P	N	A	4044	JA—45—484
天然锂	P	A	A	6708	WL22825	镨	Q	N	B	4951	JA—45—585
	P	N	A	6708	JA—45—444		Q	N	A	4951	WL22982
	Q	A	B	6708	WL23115	铼	Q	N	B	3460	JA—45—489
镥	Q	N	B	3282	JA—45—581		Q	N	A	3460	WL22957
	Q	N	A	3282	WL23010	铑	Q	A	B	3435	WL22850
镁	Q	A	B	2852	WL22609		Q	A	A	3435	WL22897
	Q	A	A	2852	WL22891		Q	N	B	3345	JA—45—476
	Q	N	A	2852	WL22951	铷	P	N	A	7800	JA—45—443
	Q	N	B	2852	JA—45—451		Q	N	B	7800	WL23946
锰	Q	A	B	2795	WL22608	钌	Q	A	B	3499	JA—45—586
	P	A	A	2795	WL22815	钐	Q	N	B	4760	JA—45—587
	Q	N	B	2795	JA—45—472		Q	N	A	1960	WL22899
	Q	N	A	2795	WL22961	钪	Q	N	B	3912	JA—47—309
	Q	A	A	2795	WL22876	硒	Q	A	B	1960	WL22843
汞	Q	A	B	2537	JA—45—493		Q	A	A	1960	WL22898
	Q	A	A	2537	WL22892		Q	N	B	1960	JA—45—477
钼	Q	A	B	3133	WL22805		Q	N	A	1960	WL22963
	Q	A	A	3133	WL22893	硅	Q	A	B	2516	WL22832
	Q	N	B	3133	JA—45—460		Q	A	A	2516	WL22900
	Q	N	A	3133	WL22962		Q	N	B	2516	JA—47—479
钕	Q	N	B	4925	JA—45—582		Q	N	A	3281	WL22964
	Q	N	A	4925	WL22980	银	Q	A	B	3281	JA—45—483
镍	P	A	A	3415	WL22605		Q	A	A	3281	WL22901
	Q	A	B	3415	WL22663	钠	P	A	A	5890	WL22864
	Q	N	B	3415	JA—45—457		P	N	A	5990	JA—45—485
	Q	A	A	3415	WL22894	锶	P	N	A	4607	JA—45—481
	Q	N	A	3415	WL22895	硫	Q	N	B		JA—47—588
铌	Q	N	B	4059	JA—45—486	钽	Q	A	B	2714	JA—45—488
	Q	N	A	4059	WL22912		Q	A	A	2714	WL22913
锇	Q	A	B	2909	JA—45—584		Q	N	B	2714	WL22971
钯	Q	A	B	3404	WL22857		Q	N	A	2714	WL22972
	Q	A	A	3404	WL22911	碲	Q	A	B	2143	WL22642
	Q	N	B	3404	JA—45—475		Q	A	A	2143	WL22902

续　表

元素	窗口材料	填充气体	直径大小	分析谱线（埃）	分　类　号	元素	窗口材料	填充气体	直径大小	分析谱线（埃）	分　类　号
					单元素 22000 系列						
	Q	N	B	2143	JA—45—473	铀	Q	N	B	5027	JA—45—447
	Q	N	A	2143	WL22965		Q	N	A	5027	WL22907
铽	Q	N	B	4326	JA—45—589	钒	Q	A	B	3184	WL22856
	Q	N	A	4326	WL22903		Q	A	A	3184	WL22910
铊	Q	N	B	3776	WL32408		Q	N	B	3184	JA—45—453
钍	Q	N	A	3245	WL23028		Q	N	A	3184	WL22974
	Q	N	B	3245	JA—45—590	镱	Q	A	B	3988	JA—45—593
铥	Q	N	B	4105	JA—45—591		Q	A	A	3688	WL22984
	Q	N	A	1405	WL23008	钇	P	N	A	4102	WL22976
锡	Q	A	B	2863	WL22822		Q	N	B	4102	JA—45—594
	Q	A	A	2863	WL22904		Q	N	A	4102	WL22988
	Q	N	B	2863	JA—45—463	锌	Q	A	B	2139	WL22607
	Q	N	A	2863	WL22966		Q	N	B	2139	JA—45—459
钛	Q	N	B	3648	JA—45—592		Q	A	A	2139	WL22908
	Q	N	A	3643	WL22992		Q	N	A	2139	WL22909
钨	Q	N	B	4009	JA—45—465	锆	Q	A	B	3601	JA—45—482
	Q	A	B	4009	WL22849		Q	A	A	3601	WL22914
	Q	N	A	4009	WL22905		Q	N	B	3601	WL22996
	Q	A	A	4009	WL22906						
					单元素 36000 系列						
铝	P	N	C	3092	JA—45—36009	镓	Q	N	C	4172	JA—45—36029
锑	Q	N	C	2311	JA—45—36010	锗	Q	N	C	2651	JA—45—36030
砷	Q	A	C	1937	JA—45—36011	金	Q	N	C	2676	JA—45—36031
钡	P	N	C	5536	JA—45—36012	铪	Q	N	C	3072	JA—45—36032
铍	Q	N	C	2349	JA—45—36013	钬	P	N	C	4104	JA—45—36033
铋	Q	N	C	3068	JA—45—36014	铟	Q	N	C	3040	JA—45—36034
硼	Q	A	C	2497	JA—45—36015	铱	Q	N	C	2850	JA—45—36036
镉	Q	N	C	3261	JA—45—36016	铁	Q	N	C	3720	JA—45—36037
钙	P	N	C	4227	JA—45—36017	镧	P	N	C	5501	JA—45—36038
铈	Q	N	C		JA—45—36019	铅	Q	N	C	2833	JA—45—36039
铯	P	N	C	4556	JA—45—36020	锂6	P	N	C	6708	JA—45—36090
铬	P	N	C	3579	JA—45—36021	锂7	P	N	C	6708	JA—45—36091
钴	Q	N	C	3454	JA—45—36022	天然锂	P	N	C	6708	JA—45—36040
铜	P	N	C	3247	JA—45—36024	镥	P	N	C	3282	JA—45—36041
镝	P	N	C	4212	JA—45—36025	镁	Q	N	C	2852	JA—45—36042
铒	P	N	C	4008	JA—45—36026	锰	Q	N	C	2795	JA—45—36043
铕	P	N	C	4594	JA—45—36027	汞	Q	N	C	2537	JA—45—36044
钆	P	N	C	4079	JA—45—36028	钼	Q	N	C	3133	JA—45—36045

续 表

元素	窗口材料	填充气体	直径大小	分析谱线(埃)	分类号	元素	窗口材料	填充气体	直径大小	分析谱线(埃)	分类号
单元素 36000 系列											
钕	P	N	C	4925	JA—45—36046	钠	P	N	C	5890	JA—45—36065
镍	Q	N	C	3415	JA—45—36047	锶	P	N	C	4607	JA—45—36066
铌	P	N	C	4059	JA—45—36023	硫	Q	N	C		JA—45—36067
锇	Q	N	C	2909	JA—45—36048	钽	Q	N	C	2714	JA—45—36068
钯	Q	N	C	3404	JA—45—36049	碲	Q	N	C	2143	JA—45—36069
磷	Q	N	C	2136	JA—45—36050	铽	P	N	C	4326	JA—45—36070
铂	Q	N	C	2659	JA—45—36051	铊	Q	N	C	3776	JA—45—36071
钋	P	N	C	4044	JA—45—36052	钍	Q	N	C	3245	JA—45—36072
镨	P	N	C	4951	JA—45—36053	铥	P	N	C	2865	JA—45—36073
铼	P	N	C	3460	JA—45—36056	锡	Q	N	C	2863	JA—45—36074
铑	P	N	C	3435	JA—45—36057	钛	P	N	C	3643	JA—45—36075
铷	P	N	C	7800	JA—45—36058	钨	Q	N	C	4009	JA—45—36076
钌	P	N	C	3499	JA—45—36059	铀	P	N	C	5027	JA—45—36077
钐	P	N	C	4760	JA—45—36060	钒	Q	N	C	3184	JA—45—36078
钪	P	N	C	3912	JA—45—36061	镱	P	A	C	3988	JA—45—36079
硒	Q	N	C	1960	JA—45—36062	钇	P	N	C	4102	JA—45—36080
硅	Q	N	C	2516	JA—45—36063	锌	Q	N	C	2139	JA—45—36081
银	P	A	C	3281	JA—45—36064	锆	P	A	C	3601	JA—45—36082

续 表

元素	窗口材料	填充气体	直径大小	分析谱线(埃)	分类	元素	窗口材料	填充气体	直径大小	分析谱线(埃)	分类
多元素 22000 系列											
铝、钙	Q	N	B		WL23246	镉、银、锌、铅	Q	N	B		JA—45—308
铝、钙、镁	Q	A	B		WL22604	钙、镁、锶	Q	N	B		WL2[illegible]05
铝、钙、镁	Q	A	A		WL22871	钙、镁、锌	Q	N	B		JA—45—311
铝、钙、镁	Q	N	B		JA—45—450	钙、镁、银、锂	Q	N	B		WL23158
铝、钙、镁	Q	N	A		WL22955	钙、锌	Q	N	B		JA—45—304
铝、钙、镁、铁	Q	N	B		JA—45—310	铬、铁、锰、镍	Q	N	B		JA—45—442
铝、钙、镁、锂	Q	N	B		JA—45—436	铬、钴、镍	Q	N	B		WL23174
铝、钙、镁、锂	Q	A	A		WL23036	铬、铜	Q	N	B		JA—45—306
铝、钙、锶	P	N	A		WL23403	铬、锰	Q	N	B		WL23499
锑、砷、铋	Q	N	B		WL23147	铬、钴、铜、锰、镍	Q	N	B		WL23601
砷、镍	Q	N	B		JA—45—434	铬、钴、铜、铁、锰、镍	Q	N	B		JA—45—599
砷、硒、碲	Q	N	B		JA—45—598	钴、铜	Q	N	B		JA—45—305
钡、钙、锶	P	N	A		JA—45—437	钴、铜、金、镍	Q	N	B		WL23295
钡、钙、硅、镁	Q	N	B		JA—45—478	钴、铜、锌、钼	Q	N	B		JA—45—596
镉、铜、锌、铅	Q	N	B		JA—45—597	钴、铁	Q	N	B		WL83291

续 表

元素	窗口材料	填充气体	直径大小	分析谱线(埃)	分类	元素	窗口材料	填充气体	直径大小	分析谱线(埃)	分类
多元素 22000 系列						多元素 36000 系列					
钴、镍	Q	N	N		WL23426	铝、钙、镁	Q	N	C		JA—45—36099
铜、镓	Q	N	N		JA—45—431	铅、钙、镁、锂	Q	N	C		JA—45—36250
铜、铁	Q	N		B	JA—45—312	锑、砷、铋	Q	N	C		JA—45—36203
铜、钒、锰	Q	N		B	JA—45—435	钡、钙、锶、镁	Q	N	C		JA—45—36228
铜、铁、钼	Q	N		B	JA—45—301	镉、银、锌、铅	Q	N	C		JA—45—36205
铜、铁、金、镍	Q	N		B	JA—45—307	镉、铜、锌、铝	Q	N	C		JA—45—36227
铜、铁、锰、锌	Q	N		B	JA—45—492	钙、镁	Q	N	C		JA—45—36092
铜、锰	Q	N		B	JA—45—491	钙、镁、锌	Q	N	C		JA—45—36097
铜、镍	Q	N		B	WL83441A	钙、锌	Q	N	C		JA—45—36093
铜、镍、锌	Q	N		B	WL23405	铬、铁、锰、镍	Q	N	C		JA—45—36201
铜、锌、钼	Q	N		B	JA—45—496	铬、钴、铜、锰、镍	Q	N	C		JA—45—36094
铜、锌、铅、银	Q	N		B	JA—45—448	铬、钴、锰、铜、镍	Q	N	C		JA—45—36103
铜、锌、铅、锡	Q	N		B	JA—45—439	铬、铜、镍、银	Q	N	C		JA—45—36096
金、镍	Q	N		B	JA—45—433	铬、铜、铁、镍、银	Q	N	C		JA—45—36108
金、银	Q	N		B	WL23269	钴、铜、铁、锰、钼	Q	N	C		JA—45—36102
银、铝	Q	N		B	WL23294	铜、锌、铅、锡	Q	N	C		JA—45—36202
铅、铟、锌	Q	N		B	WL23171	铜、铁	Q	N	C		JA—45—36200
镁、锌	Q	N		B	WL23455	铜、铁、镍	Q	N	C		JA—45—36101
钠、钾	P	N		A	JA—45—439	铜、银、铅、镍、锌	Q	N	C		JA—45—36204
钠、钾	P	A		A	WL23230	铜、铁、锰、锌	Q	N	C		JA—45—36105
锌、铅、锡	Q	N		B	WL23404	钠、钾	P	A	C		JA—45—36095

第三节 固体发光光源

一、场致发光屏[2]

当荧光粉处于足够强的交流电场中时，会被激发发光，这种现象称为场致发光。利用场致发光现象做成的发光屏就是所谓的场致发光屏。

场致发光屏的典型结构如图 4-48 所示。图中，铝箔作为一个电极，透明的导电膜作为另一个电极，它由诸如氧化锡之类的材料做成。高介电常数的反射层通常用搪瓷或钛酸钡等制成。荧光粉层由荧光粉、树脂或搪瓷等混合而成。上面的一块玻璃板，既透光又有保护作用。为使屏面各处发光均匀，每层各处的厚度必须尽可能一致。由于发光屏二电极之间距离很小（只有几十微米），所以即使在市电电压下，也可达到足够高的电场强度（>10^4 伏特/厘米）。在这个强电场作用下，自由电子被加速到很高的能量。当它们撞击发光中心时，可使发光中心放出电子而处于激发状态。由于荧光粉与电极是绝缘的，于是被释放出的电子不能到达阳极，而是被束缚在阳极附近。在交流

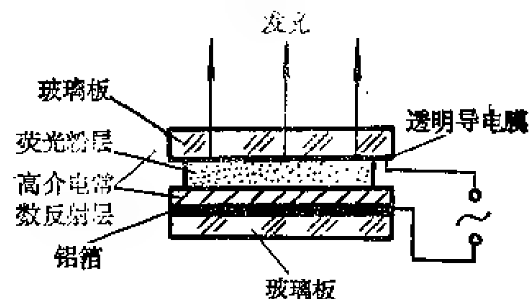


图 4-48 场致发光屏结构示意

电的下半周，这些电子反向运动，与被激发的发光中心复合而发光。

场致发光屏的光效很低，但它有耗电少、寿命长，结构简单等优点，所以被广泛用于地下室、隧道等处的指示照明，还可用于像增强器、象反转器、平板电视等。

二、发光二极管

发光二极管又称为半导体灯，或 p-n 结发光灯，它实际上就是一个由 p 型半导体和 n 型半导体组合而成的二极管。当在 p-n 结上施于正向电压时，就会发出光来，见图 4-49。

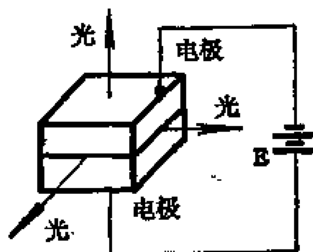


图 4-49 半导体灯示意图

发光二极管的简单原理大致为：当 p 型半导体与 n 型半导体接触时，由于 n 区电子和 p 区的空穴都向对方扩散而在交界面处形成所谓 p-n 结。p-n 结的电场方向就阻止电子与空穴的进一步扩散。若在 p-n 结上施以正电压，电子就会继续源源不断地从 n 区流向 p 区，同时空穴则从 p 区流向 n 区。这样，在 p-n 结区将有大量电子与空穴复合，并以光或热的形式放出能量。

发光二极管效率较低，但体积小、电源简单、耗电少、寿命长，因而被用于信号灯和显示光源，也可用于光通信等领域。

第四节 天然光源[1]

一、太 阳

太阳是最重要的天然光源，实验室中有时也用太阳作辐射源。太阳的辐射基本上遵从温度辐射定律，其连续光谱中的能量分布依赖于它的绝对温度，并且通常认为它接近于6000开尔文黑体的能量频谱分布，只是有一些夫琅和费暗线，这产生于太阳大气的自吸收。在光谱中还可以找到这种大气产生的许多亮发射线。

在地球表面上，太阳的辐射在500毫微米处达到其极大值，紫处部分实际上只延伸到290毫微米，即地球大气上层的臭氧强烈吸收的区域。

考虑到太阳到地球距离的变化（一月份远日点约大3.4%，七月份近日点约小3,4%），确定太阳在大气层外产生的积分照度为135.1毫瓦/厘米^2。

二、月亮和行星

月亮和行星作为天体辐射源，仅仅是反射太阳的辐射，因此它们给出的光几乎（但不完全）与太阳的相同，产生有效温度为5900开尔文的辐射，但弱得多。表 4-17 列出月亮和行星以及某些所谓红星的目视星级和有效温度。

其中星级由下式定义：

$$log\frac{I_1}{I_2}=0.4(m_2-m_1) \qquad (4-1)$$

I 为接收谱带内的辐射强度，m 表示星级。

表 4-17　某些行星和所谓红星的目视星级和有效温度

名　　称	目视星级 *ms*	有效温度 *T*（开尔文）
行星：		
月亮（满月）	—12.2	5900
金星（最亮时）	—4.28	5900
火星（最亮时）	—2.25	5900
木星（最亮时）	—2.25	5900
水星（最亮时）	—1.8	5900
土星（最亮时）	—0.93	5900
恒星：		
天狼星	—1.60	11200
船底座 α	—0.82	6200
织女星	0.14	11200
御夫座 α	0.21	4700
牧夫座 α	0.24	3750
猎户座 β	0.34	13000
小犬座 α	0.48	5450
波江座 α	0.60	15000
半人马座 β	0.86	23000
牛郎星	0.89	7500
猎户座 α（可变）	0.92	2810
金牛座 α	1.06	3130
双子座 α	1.21	3750
天蝎座 α	6.22	2900

三、恒星

对多数光学系统来说，只有少数恒星才足够亮，从而可把它们视为独立辐射源，而大多数恒星所产生的照度远低于一般宽视场器件的灵敏阈。但这种星的数量很多，密度很大，因此在大气层外产生相当的辐射背景。表 4-18 给出它们按星级的分布。表 4-19 列出适宜作光度标准的恒星。

表 4-18　比某一给定星级亮的恒星的估计总数

照相星级	恒星数		照相星级	恒星数	
	照　相	目　视		照　相	目　视
0	……	2	11	431000	870000
1	……	2	12	1100000	2270000
1	……	12	13	2720000	5700000
2	……	40	14	6500000	13800000
3	……	140	15	15000000	32000000
4	360	530	16	33000000	71000000
5	1030	1620	17	70000000	150000000
6	2940	4850	18	143000000	296000000
7	8200	14300	19	275000000	560000000
9	62000	117000	20	505000000	1000000000
10	166000	324000	21	890000000	

表 4-19　适宜作光度标准的恒星

恒　星	目视星级	波　长(微米)				
		0.556	1.00	2.20	3.73	10.20
		光谱照度(瓦特/厘米²·微米)				
天琴座α	0.03	371.0	62.9	3.63	0.501	0.19
御夫座α	0.09	350.0	163.0	19.5	3.46	0.108
天鹅座ε	2.45	40.1	21.9	2.99	0.459	
白羊座α	1.99	60.9	39.5	6.19	0.630	
金牛座α	0.78	186.0	206.0	49.4	8.85	0.289

四、大气辉光和极光

这些是由来自太阳的物质和能量与地球大气相互作用产生的。表 4-20、表 4-21 给出大气辉光的某些资料。关于极光的有关资料，由于仅对于十分复杂的光学系统设计才需要，所以此处不拟给出。

表 4-20　大气辉光中的原子发射谱线

波长(埃)	元　素	跃　迁	在何种辉光中发现
1215	H Ly-α	$2p\ ^2P^0_{3/2}\rightarrow 1s\ ^2S_{1/2}$	夜晚辉光
3933.7	CaII	$4p\ ^2P^0_{3/2},\frac{1}{2}\rightarrow 4s\ ^2S_{1/2}$	黎明辉光
3968.7			
5199.92	[NI]	$2p^3\ ^2D_{3/2,5/2}\rightarrow 2p^3\ ^4S_{3/2}$	黎明与夜晚辉光
5202.29			
5577.345	[OI]	$2p^4\ ^1S_0\rightarrow 2p^4\ ^1D_2$	夜晚与黎明辉光
5889.953			
5895.923	NaI	$3p\ ^2P^0_{3/2,1/2}\rightarrow 3s\ ^2S_{1/2}$	夜晚、黎明和白昼辉光
6300.308			
6363.790	[OI]	$2p^4\ ^1D_2\rightarrow 2p^4\ ^3P_{2,1}$	夜晚、黎明和白昼辉光
6562.817		$3p\ ^2P^0_{3/2}\rightarrow 2s\ ^2S_{1/2}$	
		$3s\ ^2S_{1/2}\rightarrow 2p\ ^2P^0_{3/2}$	夜晚辉光
6707.912	H-α	$3d\ ^2D_{5/2}\rightarrow 2p\ P^0_{3/2}$	
6707.761			
7664.907			
7698.979			
8446.26	LiI	$2p\ ^2P^0_{1/2,3/2}\rightarrow 2s\ ^2S_{1/2}$	黎明辉光
8446.38	KI	$4p\ ^2P^0_{3/2,1/2}\rightarrow 4s\ ^2S_{1/2}$	黎明辉光
8446.76			
10829.081			
10830.250	OI	$3p\ ^3P_{0,2,1}\rightarrow 3s\ ^3S_1$	黎明辉光
10830.341	HeI	$2p\ ^3P^0_{0,1,2}\rightarrow 2s\ ^3S_1$	黎明辉光

表 4-21 大气辉光中的子谱带

分 子	带 谱 系	跃 迁	在何种辉光中发现
O_2	赫茨伯格带谱系	$A^3\Sigma_u^+ \to X^3\Sigma^{-1}{}_g$	夜晚辉光
O_2	大气卡普兰—米恩尔带谱系	$b^1\Sigma_g^+ \to X^3\Sigma_g^-$	夜晚辉光
O_2	红外大气带谱系	$a^1\Delta_g \to X^3\Sigma_g^-$	黎明辉光
N_2^+	第一负带谱系	$B^2\Sigma_u^+ \to X^2\Sigma_g^+$	夜晚与黎明辉光
OH	米恩尔带谱系	$X^2\pi$	夜晚辉光

五、其他大气辐射

前面我们大都仅仅关心其可见和近紫外部分。环境的热辐射对红外系统的设计很重要，但这已超出 1 微米的范围，这些产生于气体分子的跃迁和大气悬浮粒子对辐射的散射。如果在地上观察环境辐射，则可见天光中3微米以下的与太阳有关，而3微米以上的热辐射则与大气有关。

图 4-50 给出太阳、辐射大气、阳光下的云，以及散射阳光的晴空等的理想光谱亮度。

实际上因为热辐射来自气体发射，所以，辐射的光谱特性与观察时所通过大气的厚度有关，即与观察方向和测量仪器的位置有关。

六、大地辐射

关于大地辐射的研究资料虽然很多，但最有用的还是地球表面产生的背景辐射的光谱资料。

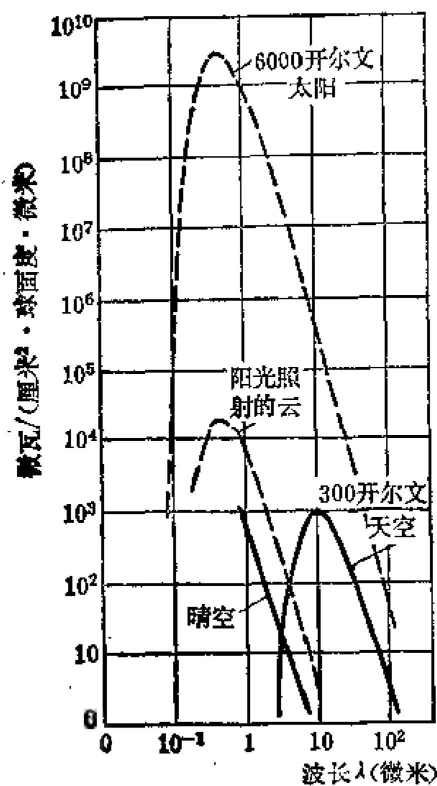


图 4—50 太阳、辐射大气、阳光照射的云、散射阳光的云等的理想光谱亮度

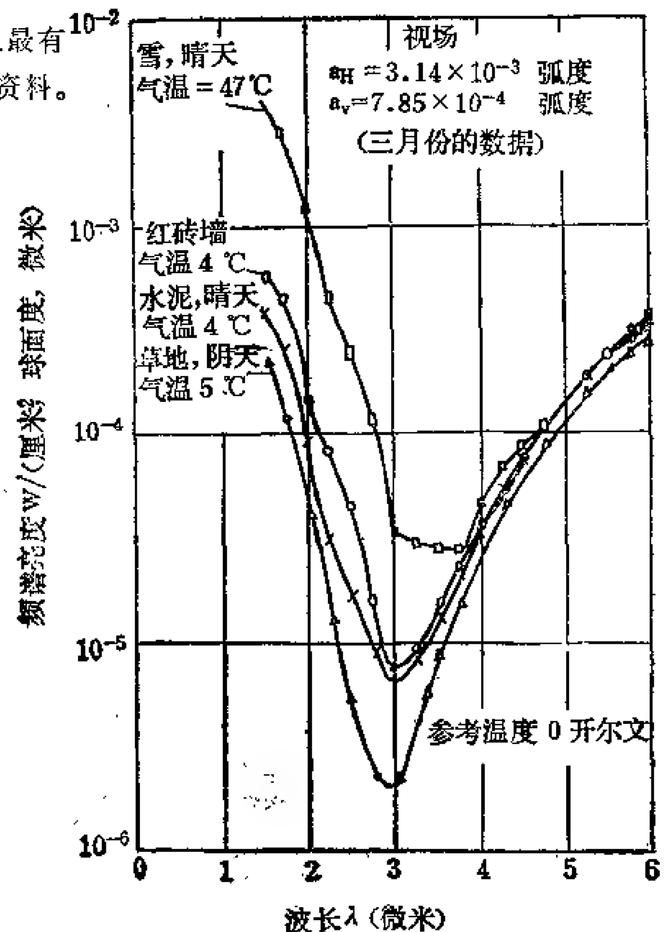


图 4-51 一些物体的白昼光谱亮度

图 4-51 表示影响物体光谱测量的三个因素的作用，即：被测物体的发射本领和温度，以及大气的透明度的影响。由于是白天测量的，所以低于 3 微米的是阳光反射引起的，而 3 微米以上的则是热辐射引起的。因为所作测量是在近距离下进行的，所以大气厚度的影响很小。

第五节 激 光 器[4]

以前所述光源均为普通光源，它们的共同特点是：发光物质中大量发光中心所发光束无论方向、相位、或偏振都各不相同，因而总强度不大，相干性差。而激光器作为一种新型光源，与普通光源有显著的不同。它利用受激发射原理和激光腔的滤波效应，使其所发光波具有一系列新的特点，主要是：①光束发散角小，即方向性或准直性好。其发散角可小到 0.1 毫弧左右。②单色性好，即线宽小。③光束亮度高，可远高于太阳表面的亮度。

一、激光器的基本原理

激光器是受激发射光放大器的简称。1916年爱因斯坦指出，物质与电磁辐射的平衡要求存在受激发射过程。他的这一发现，直到1954年以前并未被人利用。1954年，汤斯及其同事们利用受激发射原理研制成氨的微波量子放大器。1958年，肖洛和汤斯指出，如果把激活介质放在一个法布里-卜罗共振腔中，则可将微波量子放大器的原理推广到可见波段。1960年，麦曼制成了第一个激光器，激活介质是红宝石。几个月后，加凡又制成了工作在 1.15 微米的氦—氖激光器。自 1960 年后，由于激光器的出现，在光学领域掀起了一场革命。

（一）爱因斯坦系数

爱因斯坦对统计力学作了许多贡献，其中之一是考虑黑体与电磁辐射的平衡。他的推导建立在普朗克的量子化假定上。

考虑仅有两个能级的一群相同原子，并分别用 0 和 1 标记下能级和上能级。已知原子与场相互作用要发生吸收过程。此时，处于 0 态的原子吸收一个光子而跃迁到 1 态。假定这一过程发生的几率为 Bu_ω，其中 B 只是一个系数，而 $u\omega$ 为电磁辐射在跃迁频率 ω 处单位频率间隔内的能量密度。ω 由跃迁二能级的能量差决定：

$$U_1 - U_0 = h\nu = \hbar\omega$$

第二个可能发生的过程是，当激发原子返回基态时会自发发射光子。这一过程发生的几率为 $A = \frac{1}{\tau_1}$，即 1 态自然寿命 τ_1 的倒数。

爱因斯坦的新思想在于，他假定了第三个过程：受激发射。即处于激发态的原子受与跃迁频率相应的电磁辐射激发返回基态并发射光子。设这一过程发生的几率为 Cu_ω，其中 C 也只是一个系数。

设 0 态原子数为 N_0，1 态原子数为 N_1，则单位时间内向上跃迁的粒子数为 N_0Bu_ω，向下跃迁的粒子数为 $N_1[A+Cu_\omega]$（为简单记，假定线宽为一周，否则要对$\Delta\nu$积分）。平衡时有

$$N_0Bu_\omega = N_1(A+Cu_\omega)$$

而已知 N_1 与 N_0 之比由玻耳兹曼分布给出：

$$\frac{N_1}{N_0}=e^{-(U_1-U_0)/KT}=e^{-\hbar\omega/KT}$$

代入上式并经整理，得到

$$u_\omega=\frac{A}{Be^{\hbar\omega/KT}-C}$$

已知普朗克关于黑体辐射能量密度光谱分布的公式为

$$u_\omega=\frac{8\pi h\nu^3}{C^3}\frac{1}{e^{h\nu/KT}-1}$$

由于二者都满足平衡条件，所以应相等，比较可得

$$B=C,\qquad \frac{A}{B}=\frac{8\pi h\nu^3}{C^3} \tag{4-2}$$

这些系数常称为爱因斯坦常数。

自发辐射与受激辐射的一个重要区别是在相位方面。自发辐射时，原子群中的每个原子都独立行动，彼此相位无关；而受激辐射时，新波与激励波同相位、同方向、同偏振，因此受激辐射是一个有序的相干过程，而自发辐射是一个无序或非相干过程。

现在来看受激跃迁与自发跃迁几率之比。上面得到

$$u_\omega=\frac{A}{B(e^{\hbar\omega/KT}-1)}$$

由此得到

$$\frac{Bu_\omega}{A}=\frac{1}{e^{\hbar\omega/KT}-1} \tag{4-3}$$

比如黑体，当 $T=5500$ 开尔文，$\nu=6\times10^{14}$ 赫兹时（这相应于可见光的绿色部分），$e^{\hbar\omega/KT}\approx188.7$，这给出上述跃迁几率之比为 10^{-2} 量级。温度降低时，这个比更小。因此在可见区，自发跃迁是主要的。氨微波量子放大器中的跃迁在微波区，24×10^9 赫兹，室温下 $\hbar\omega/KT\approx4\times10^{-3}$，从而 $Bu_\omega/A\approx250$。可见，对微波区，受激跃迁是主要的。

（二）饱和吸收

按玻耳兹曼分布，1 态与 0 态原子数之比为 $N_1/N_2=e^{-h\nu/KT}$。这指出，对任何温度 T，总有 $N_1>N_0$。现在我们将两个能级的粒子数与吸收系数联系起来，并比较吸收与受激辐射的相对大小。由上知，这是两个相互竞争的过程，且几率都是 Bu_ω。因此，吸收能量的速率为 $\hbar\omega Bu_\omega N_0$，而受激辐射能量的速率为 $\hbar\omega Bu_\omega N_1$。于是，能量密度的变化率为

$$\frac{du_\omega}{dt}=\hbar\omega(N_1-N_0)Bu_\omega \tag{4-4}$$

为了计算通常的吸收系数 α，须考虑 u_ω 随位置的变化而非随时间的变化。利用

$$\frac{d}{dt}=\frac{d}{dx}\,\frac{dx}{dt}=c\frac{d}{dx}\qquad（c\text{ 为光速}）$$

并将上式两边同除 u_ω，得到

$$\frac{1}{u_\omega}\frac{du_\omega}{dx}=\frac{\hbar\omega}{c}(N_1-N_0)B$$

或者用通量 Φ_ω 写成

$$\frac{1}{\Phi_\omega}\frac{d\Phi_\omega}{dx}=\frac{\hbar\omega}{c}(N_1-N_0)B$$

积分得到

$$\Phi_\omega = \Phi_0 e^{-\alpha x} \tag{4-5}$$

其中

$$\alpha = \frac{\hbar\omega}{c}(N_0 - N_1)B$$

通常在可见区跃迁时，$N_0 \gg N_1$，因此 α 为正，结果，通量随传播距离而减小。注意，由于吸收的结果，N_0 和 N_1 都发生变化，所以 α 不是一个常数。不过当外场较弱及 N_0 很大时，这个效应可以忽略，从而 α 可称为吸收"常数"。但当原子密度较小而辐射通量很大时，激发态粒子数有明显变化，致使 α 减小，即吸收减小。对于足够强的通量和足够小的样品，吸收达到饱和，即 $N_1 = N_0$。此时向上的跃迁数等于向下的跃迁数，样品成为透明的。

再看上能级的粒子数与能量密度的关系。设 N_T 为单位体积内的总粒子数，则 $N_0 = N_T - N_1$。将此代入 $d\Phi_\omega/\Phi_\omega dx = -\hbar\omega B(N_1 - N_0)/c$ 得到

$$\frac{1}{\Phi_\omega}\frac{d\Phi_\omega}{dx} = -\frac{\hbar\omega}{c}B(N_T - 2N_1) \tag{4-6}$$

另一方面，从向上和向下两方面的跃迁得到 N_1 的时间变化率为

$$\frac{dN_1}{dt} = \frac{\Phi\omega}{c}B(N_T - 2N_1) - N_1 A \tag{4-7}$$

稳态时，$dN_1/dt = 0$，从而得到

$$N_1 = \frac{N_T}{2}\frac{1}{1 + (Ac/2B\Phi_\omega)}$$

将后边的式子以及 $N_0 = N_T - N_1$ 代入上面 α 的表达式，并利用 $A = \tau^{-1}$，τ 为上能级的自然寿命，得到

$$\begin{aligned}\alpha &= \frac{\hbar\omega B N_T}{c}\frac{1}{1 + (2\tau B\Phi_\omega/c)} \\ &= \alpha_0 \frac{1}{1 + (2\tau B\Phi_\omega/c)}\end{aligned} \tag{4-8}$$

其中 $\alpha_0 = \dfrac{\hbar\omega B N_T}{c}$。由上可见，通常 Φ_ω 越弱，则 N_1 越大，α 越小。

（三）粒子数反转

由表达式 $\alpha = \hbar\omega B(N_0 - N_1)/c$ 可知，如果 $N_1 > N_0$，α 将成为负的，从而通量 Φ_ω 将随距离而增大，这样就形成了光放大器。但要上能级粒子数大于下能级粒子数，仅有两个能级是不行的，必须在三能级或更多能级的系统中才能发生。比如三能级系统，如图 4-52（a）所示。首先用频率为 $\omega_2 = U_2 - U_0/\hbar$ 的强入射通量照射样品，使 $N_2 = N_0$，如果 2 态的寿命

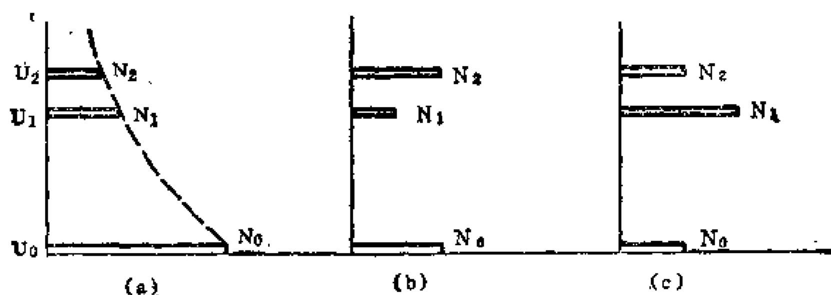


图 4-52 三能级系统发生

比 1 态长，就在能级 2 和 1 之间得到粒子数反转，如上图 (*b*) 所示；而如果 1 态的寿命比 2 态长，就在能级 1 和 0 之间得到粒子数反转，如图 (*c*) 所示。

处于粒子数反转状态的介质对入射通量有放大作用。激光器除了放大介质外，还有一个光学共振腔，即由两个相距远大于辐射波长的高反射率镜面组成的法布里—珀罗腔。其作用是对其中的辐射场进行时空滤波，使其频率和传播方向受到严格的限制。因此，激光器的输出有极好的相干性。

目前，激光器的种类已很多，分类方法也不同。表 4-22 给出按工作物质的分类。

表 4-22　激光器的种类

大　类	小　类	具体例子
气体激光器	中性原子激光器	氦氖激光器
	离子激光器	氩离子激光器，氪离子激光器
	分子激光器	二氧化碳激光器，氰化氢激光器
固体激光器	晶体激光器	红宝石激光器，钇铝石榴石激光器
	非晶体激光器	钕玻璃激光器
液体激光器	无机液体激光器	二氯氧化硒 ($SeOCl_2$) 激光器
	有机液体激光器	螯合物激光器，染料激光器
半导体激光器	p—n结激光器	GaAs，CaSb 激光器
	电子束激励激光器	Cds，Zns 激光器
	光激励半导体激光器	CaAs，PbTe 激光器

下面分别简述目前国内常用的几个主要激光器。

二、红宝石激光器

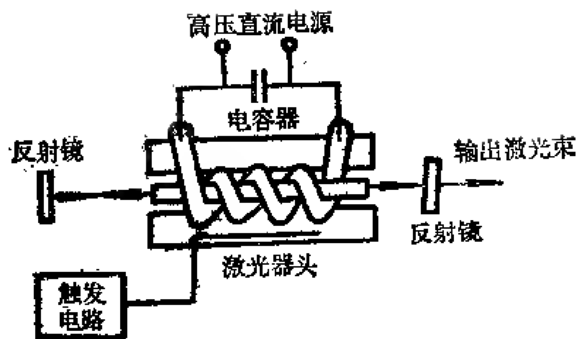


图 4-53　红宝石激光器结构示意图

红宝石激光器是最先问世的激光器，其基本结构如图 4-53 所示。将红宝石磨成直径约为 0.8 厘米、长 8 厘米的圆棒，两端面平行度在 1 分弧度以内。激光腔的反射镜可以装在棒外，也可以将棒的两端面抛光并镀反射膜构成。一端镀全反射膜，一端有10%的透过率作为输出。用氙闪光灯作光泵。灯可以作成螺旋管形包围红宝石棒；也可以作成直管形并与棒平行放置在一个聚光腔内。

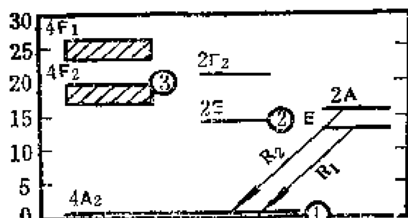


图4-54　红宝石中Cr^{3+}与激光跃迁有关的能级

红宝石是含重量 0.035% 铬离子 (Cr^{3+}) 的三氧化二铝 (Al_2O_3) 单晶，Cr^{3+} 为激活中心，与激光跃迁有关的能级如图 4-54 所示。将激光下能级 ($^4A_2$) 记为 E_1，上能级 ($\overline{E}$) 记为 E_2；而将抽运能带 $^4F_2$ 和 $^4F_1$ 记为 E_3。从 E_1 到 E_3 的跃迁对应于两个强吸收带，中心波长

分别约为 4100 埃和 5600 埃。其中 E_2 能级实际上由 $2\overline{A}$ 和 $\overline{E}$ 两个能级组成。R_1 和 R_2 分别表示 $\overline{E}\to{}^4A_2$ 和 $2\overline{A}\to{}^4A_2$ 的跃迁。在氙灯照射下，处于 E_1 的粒子吸收光子而被激发到 E_3 能级。粒子在 E_3 态的寿命很短（约 10^{-8} 秒），大部分粒子通过无辐射跃迁到达激光上能态 E_2，这是一个亚稳态，粒子处于该态的寿命很长，约 3×10^{-3} 秒。于是在 E_2 态积累起大量粒子，形成 E_2 态和 E_1 态之间的粒子数反转。此时，晶体就对频率满足

$$\nu=(E_2-E_1)/h$$

的入射通量有放大作用，即有增益。当增益 G 大到满足阈值条件

$$r_1r_2e^{2(G-\alpha)L}\geqslant 1 \tag{4-9}$$

时，就在部分反射镜端有波长为 6943 埃的激光输出。上式中 r_1 和 r_2 为二反射镜的反射率，L 为腔长，α 为损耗系数。由于 $2\overline{A}$ 和 $\overline{E}$ 二能级靠得很近（约 29 厘米$^{-1}$），热运动就足以使它们之间交换粒子。又因为 R_1 的增益较大，首先达到阈值。受激跃迁使 $\overline{E}$ 能级的粒子大量损耗，而热运动又使 $2\overline{A}$ 上的粒子迅速补充到 $\overline{E}$ 能级上来，因此 R_2 跃迁始终不能达到阈值，于是红宝石激光器中只有 R_1 跃迁线能形成激光输出。

红宝石激光器的输出功率一般可达 10 千瓦，能量转换效率为 0.1%。由于红宝石激光器属于三能级系统，阈值较高，不易连续发光，常以脉冲式工作。但由于其发射可见红光，且易单模输出，故在全息术中有广泛应用。

三、钕玻璃激光器

钕玻璃激光物质中的激活中心为 Nd^{3+}。与 1.06 微米激光输出有关的能级如图 4-55 所示。钕玻璃激光器属于四能级系统，其工作原理是：处于基态 E_0（$^4I_{9/2}$）的粒子吸收氙灯辐射后被激发到 E_3 态（$^4F_{7/2}$，$^4F_{5/2}$ 等。）粒子处于 E_3 态的寿命很短，经无辐射跃迁到达亚稳态 E_2（$^4F_{3/2}$）。当 E_2 态的粒子数超过 E_1 态的粒子数时，便在 E_2 和 E_1 之间形成粒子数反转，从而对 $\lambda=1.06$ 微米的辐射有增益。当增益超过阈值后便形成振荡，并有 1.06 微米的激光输出。由于 E_1 到 E_0 的热跃迁几率很大，故 E_1 能级几乎经常是空的，从而 E_2 和 E_1 间很容易形成粒子数反转（与三能级系统比较）。所以四能级系统比三能级系统的阈值低，转换效率也高，一般可达 4%。但由于玻璃导热性差，所以常需冷却，并且只能脉冲式工作。

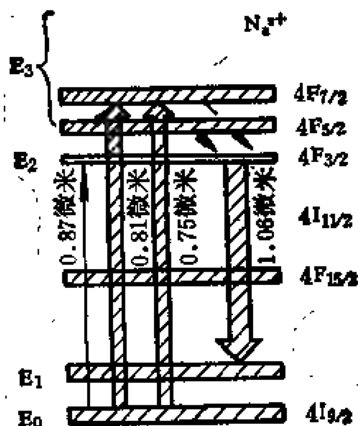


图 4-55 钕铍璃激光器中 Nd^{3+} 与激光跃迁有关的能级

钕玻璃激光器的结构与红宝石激光器大同小异。但激光棒大小不一。大的可长达 1—2 米，直径 10—30 毫米，小的则有直径仅几个微米的纤维，一般常用的尺寸为 10—20 厘米，直径 5—10 毫米。泵浦灯为氙灯，聚光腔一般为椭圆形。直管形泵灯与圆柱形激光棒分别置于椭圆腔的两个焦线上。全反射镜和部分反射镜都是针对 1.06 微米的激光振荡波长而言的。

四、掺钕钇铝石榴石激光器

掺钕钇铝石榴石（YAG）激光器中激活中心也是 Nd^{3+}，基质 YAG（石榴石）由 Y_2O_3 和 Al_2O_3 按 3：5 化合而成，分子式为 $Y_3O_{12}Al_5$。Na^{3+} 在 YAG 晶体中的能级结构与在钕玻

璃中的基本相同，都属四能级系统，激光输出波长也是 1.06 微米，且也是由 $^4F_{3/2}$ 到 $^4I_{11/2}$ 的受激跃迁产生的。Nd：YAG 与钕玻璃的不同点是，前者为单晶，而后者是非晶态物质，因而后者的荧光线宽大，阈值显著提高。但因把 Nd^{3+} 离子掺进玻璃中比掺进 YAG 中容易得多，所以钕玻璃激光器的输出功率可以比 Nd：YAG激光器的高得多。后者的阈值能量为 1 焦耳到几焦耳左右，效率为 2.5-3.5%，连续输出 1000 瓦左右；而前者的阈值能量高得多，约为几百焦耳，但脉冲功率可达 25 兆兆瓦。因此，Nd：YAG 适宜作中、小功率连续输出激光器或高重复频率的脉冲激光器。

五、氦氖激光器

氦氖激光器的结构如图 4-56 所示。主体是一支放电管，两端是两面反射镜，构成一个

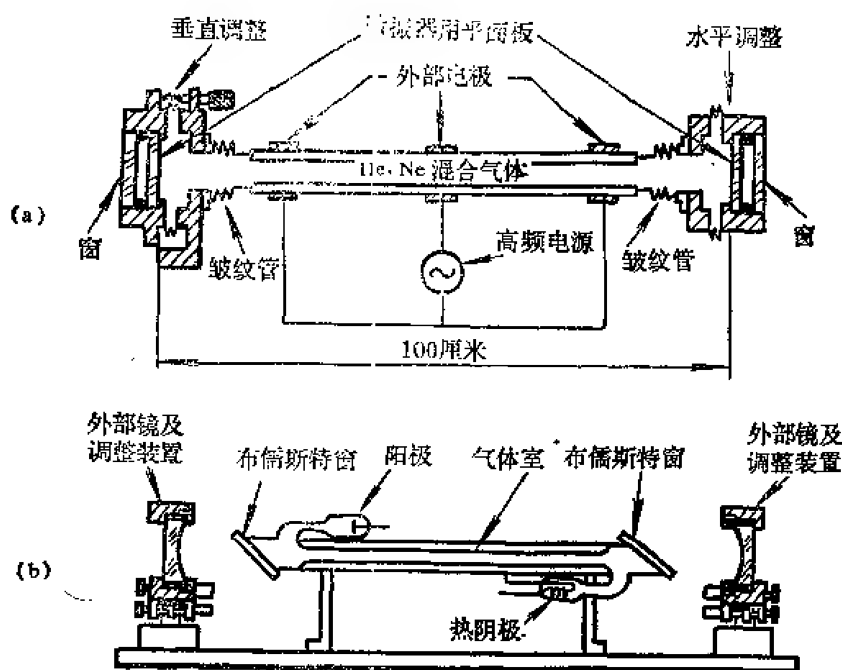


图 4-56　氦氖激光器的构造
(a) 内腔式　　(b) 外腔式

光学共振腔。其中一面镜子的反射率高于 99%，另一面则为 98%左右（均对于激光振荡波长而言）。管内抽真空后，充入氦氖混合气体，气压在 0.1 毛左右，氦-氖的分压约为 5：1 到 7：1。激活中心是氖原子，氦原子在激励过程中只起辅助作用。跃迁能级如图 4-57 所示。图中画出的三条受激发射谱线 3.39 微米、1.15 微米和 6328 埃是氖的谱线。氦原子的最低能级是 1^1S，两个激发能级为 2^1S 和 2^3S，均为亚稳态。作为激活中心的氖原子的最低能级为 $(2P)^6$，高能级 3S，2S，3P，2P 和 1S 有如下特征：3S 和 2S 能级的寿命比 3P 和 2P 的低得多，1S 也是个长寿命能级。加上适当电压后，管内生成放电等离子体。被加速的电子与氦碰撞，使其由基态跃迁到亚稳态 2^1S 和 2^3S。由于这两个能级分别与氖 3S 能级中的第二能级和 2S 能级中的第 2 能级很接近，所以通过所谓共振转移能量由前者转移给后者，于是这两个能级上形成氖的积累。另一方面，落到 2P 和 3P 态的氖原子通过无辐射跃迁很快地跃迁到 1S 态。于是在 2S 与 2P，3S 与 3P，以及 3S 与 2P 能级之间同时实现了粒子数反转，从而可对相应波长的辐射产生放大作用。其中 3S 到 2P 的跃迁产生 6328 埃的红光。落

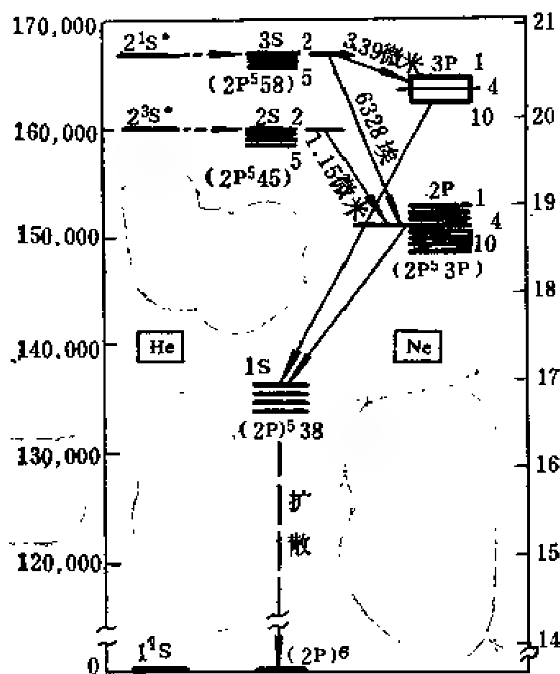


图 4-57 与氦氖激光振荡有关的氦和氖的能级

到 1S 能级上的氖原子是依靠与管壁碰撞回到基态的，因此为了有利于 1S 能级的排空，须缩小管子的直径以增加氖与管壁碰撞的机会。图 4-56 中 (*a*) 表示内腔式，(*b*) 表示外腔式，外腔式氦氖激光器的输出为偏振光。

氦-氖激光器输出功率不大，但可连续输出几个波长的光。对于 $\lambda=6328$ 埃的光，当放电管长为 10 厘米左右时，输出功率约 0.1 毫瓦。氦氖激光器的稳定性和单色性都很好，适宜计量和全息术等方面的应用。

六、氩离子激光器

氩离子激光器是由激光管中气体放电使氩原子电离并激发，实现粒子数反转而产生激光的。氩离子激光器的基本结构如图 4-58 所示（放电管外面的腔镜没有画出）。由于这种激

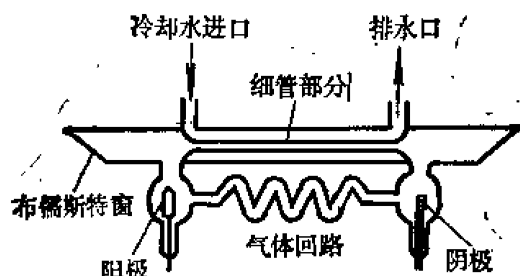


图 4-58 熔融石英制造的离子激光器装置

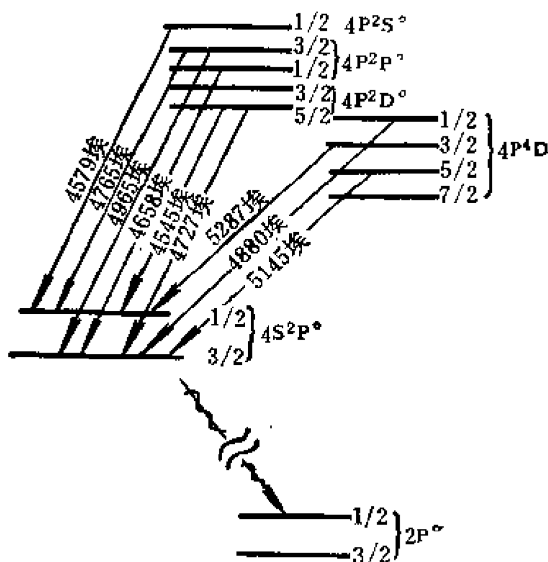


图 4-59 Ar^+ 与激光跃迁有关的能级

光器通常在大功率下工作，放电电流很大，所以一方面须加水冷，同时还要进行气体回流，即加气体回流管。这种激光器的工作物质是纯氩稀薄气体，激活中心是一价氩离子 Ar^+。Ar^+ 与激光跃迁有关的能级如图 4-59 所示。最低能级是 $2P^0$，激光跃迁的下能级是 $4S^2P$，高能级 $4P^2S^0$，$4P^2P^0$，$4P^2D^0$，等均可作为激光上能级，所以氩离子的激光谱线很丰富，其中落在可见区的主要谱线就有九条，而其中又以 4880 埃和 5145 埃的为最强。

Ar^+ 到达激光上能级的方法有二：一是通过一次碰撞，即高速电子与氩原子碰撞时不仅把它电离成一价离子 Ar^+，同时使 Ar^+ 激发到一受激态；二是通过所谓二次碰撞过程，即高速电子先与氩原子碰撞使其电离，然后 Ar^+ 再与高速电子发生第二次碰撞并被激发。处在激光下能级 $4S^2P$ 的 Ar^+ 是通过自发跃迁回到基态 $2P^0$ 的。

氩离子激光器可以工作在脉冲状态，脉冲电压在 3 千伏以上，脉冲电流达 50 安以上。当细管尺寸为 $\phi 3\times 760$ 毫米、氩气压为 0.05 毛、反射镜曲率半径为 1 米时，4880 埃和 5145

埃的激光输出脉冲可达几十瓦。这种激光器也可以连续工作，所加电压为 200—400 伏．放电电流为 8—10 安，细管内径为 2—4 毫米，长为几十厘米时，连续输出功率可达 100 毫瓦。

氩离子激光器在 3500 埃—5200 埃之间有丰富的谱线，特别适用于彩色电视、全息照相，以及激光光谱学等工作的需要。

七、二氧化碳激光器

CO_2 激光器是一种典型的气体分子激光器，其激活中心是 CO_2 分子。与激光跃迁有关的是 CO_2 分子的振动能级。

CO_2 激光器的激光管中除充有 CO_2 外，还充有一些辅助气体，如 N_2 和He。CO 和N_2与激光跃迁有关的能级如图 4-60 所示。在放电过程中电子与 N_2 分子碰撞而使 N_2 分子由 $v=0$ 的最低振动能级激发到 $v=1$ 的振动能级，这是个亚稳能级。由于该能级的激发能与 CO_2 分子（00°1）振动能级的激发能相差不多，故当处于 $v=1$ 能级的 N_2 分子与处于最低能级的 CO_2 分子碰撞时，便将激发能传递给 CO_2 分子使其到达激光跃迁上能级。由于激光下能级（10°0）和（02°0）的寿命很短，落在其上的 CO_2 分子便很快通过（01°0）能级返回基态，从而在（00°1）与（02°0）之间及（00°1）和（10°0）之间很容易实现粒子数反转。（00°1）和（02°0）之间的受激跃迁产生 9.6 微米的红外辐射，而（00°1）和（10°0）之间的受激跃迁产生 10.6 微米的红外辐射。氦原子的作用主要是通过与 CO_2 分子碰撞使落在激光下能级的 CO_2 分子更迅速地回到基态，从而加大粒子数反转的程度。

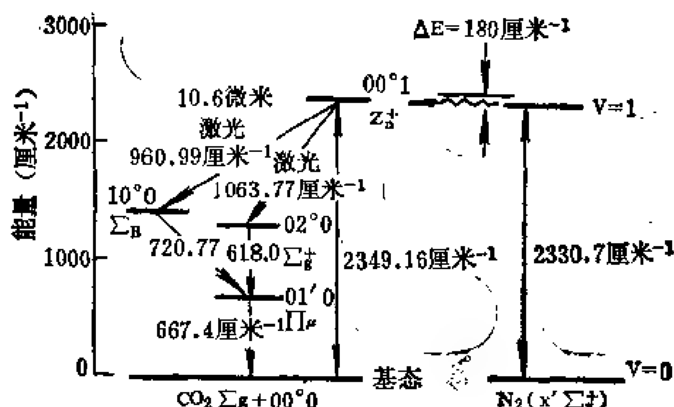


图4-60　与CO_2—N_2激光激励有关的 N_2 和 CO_2 的能级

由于 CO_2 激光器的工作能级离基态很近，故电子碰撞的能量转换效率很高，通常可达 20—30%。输出功率也很大，放电激励型的可达连续输出万瓦量级。

CO_2 激光器的结构与其他气体激光器的差不多，只是由于放电管可以做得很长，电压可高达万伏以上。

八、若丹明 6G 染料激光器

这种激光器属于液体激光器。液体激光器的工作物质分为两类：一类是有机染料溶液；另一类是含有稀土金属离子的无机化合物溶液。若丹明 6G 就是一种有机染料。液体激光器多用光泵激励，有时也用另一激光器激励。图 4-61 是若丹明 6G染料分子与激光跃迁有关的能级图。其特点是S_0、S_1，S_2，T_1，T_2 等能级都由一组相距很近的振动和转动能级组成。S_0，S_1，S_2，或 T_1，T_2 之间的光跃迁几率大；而 S_i 和 T_j 之间的跃迁几率甚小。当分子吸收光泵能量由 A 激发

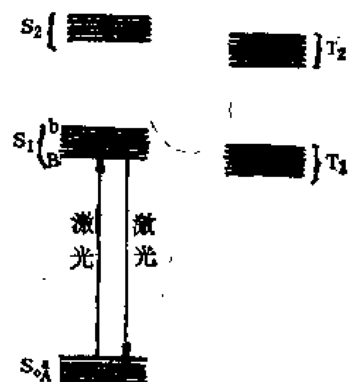


图4-61　若丹明 6G 染料分子与激光跃迁有关的能级图

到b后，很快便非辐射地弛豫到 S_1 中的最低能级 B；如果光泵足够强，便有可能在能级B积聚足够多的分子而与 S_0 中较高的一些能级之间实现粒子数反转。因为 S_0 含有许多相互很近的能级，所以调节光腔的谐振频率便可分别激射出各种波长的光，从而实现激光波长的连续调谐。对于这种染料分子来说，可调节范围在 1000 厘米$^{-1}$ 左右。光腔谐振频率的调节可用衍射光栅来实现。如图 4-62 所示。用光栅代替全反射镜，改变 θ 角的大小，则谐振波长也随之改变。

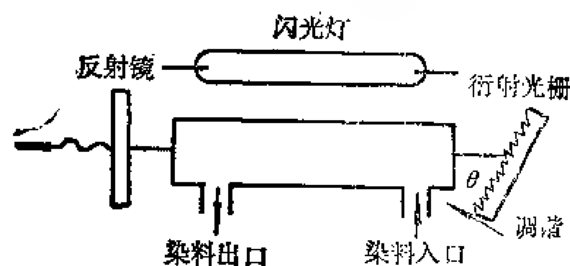


图4-62　染料激光器的调谐

光源可连续调谐而发出各种波长的单色光，这在激光光谱研究中有重要应用。

表 4-23 列出了一些染料激光器常用的工作物质。

九、半导体 GaAs 激光器

这种激光器叫做半导体结型二极管激光器，也就是前面所说的固体发光二极管，又叫做注入式半导体激光器，因为光的辐射是由于在半导体的正偏 p-n 结上注入载流子引起电子—空穴复合而发射的。

制作注入式激光器最常用的半导体材料是砷化镓(GaAs)，其最常用的波长为 8400 埃。图 4-63 表示其基本结构。将 p-n 结切成长方块，焊上电极。长方块的侧面磨成非反射面，二极管的端面是平行平面并构成端部反射镜。大电流由引线输入。当电流超过阈值时便产生激光辐射。

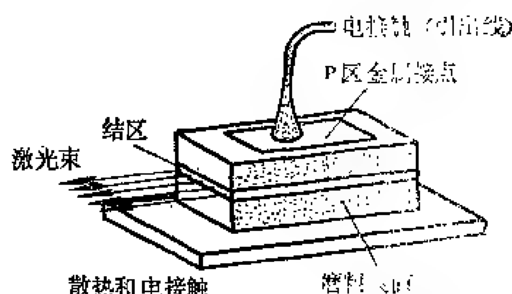


图4-63　激光器半导体二极管的结构

表 4-24　若干半导体P-n结激光器的振荡波长和工作温度

材　　料	振荡波长　（微米）
CaAs	0.837(4.2开尔文) 0.843(77开尔文)
InP	0.907(77开尔文)
InAs	3.1(77开尔文)
InSb	5.26(10开尔文)
PbSe	8.5(4.2开尔文)
PbTe	6.5(12开尔文)
$Ga(As_xP_{1-x})$	0.65—0.84
$(Ga_xIn_{1-x})As$	0.84—3.5
$In(As_xP_{1-x})$	0.91—3.5
GaSb	1.6(77开尔文)
$Pb_{1-x}Sn_xTe$	9.5—28(～12开尔文) ↓　↓ $x=0.15$　$x=0.27$
InGaP	0.5—0.7

这种激光器的优点是结构牢固、体积小，直接将直流电能转变成相干光能，所以效率高，可达 50%。其输出光强对电流极敏感，故可以简单地通过调节输入电流来调制激光输出。在液氦温度工作时，这种激光器可产生几瓦的连续相干辐射。在室温下可脉冲[illegible]输出脉冲功率可达几十瓦，脉宽约几十毫微秒。如果以刚超过阈值的电流工作，砷化镓激光器可稳定地以单模运转，其输出光束的单色性极优。

表 4-24 列出了几种半导体结激光器和相应的波长。

参 考 文 献

〔1〕 *Driscoll, W. G., Vaughan, W., Sponsored by OSA, Handbook of Optics, McGraw Hill Book Co., New York*, p. 3·1—83 (1978).

〔2〕 复旦大学电光源实验室，电光源原理，上海科技出版社（1977）.

〔3〕 希什洛夫斯基，*A. A.* 著，水永安等译，应用物理光学（中册），人民教育出版社（1964）.

〔4〕 *Yariv, A., Quantum Electronics, Wiley, New York* (1975).

第五章　成象光学

第一节　符号和定义

一、标准符号

A_n——第 n 次非球面变形项系数；

B——象点弥散斑线直径；

β——象点弥散斑角直径；

c——表面曲率，即表面半径倒数；

d——两表面或两元件之间的轴向距离；

$D_{j,k}$——沿着光线从 j 面到 k 面的距离；

D——入瞳直径；

f'——焦距（象方焦距）；

F——光栏指数 $=f'/D$（孔径数）；

G_n——折射率函数；

h——光线在折射面上的入射高度；

I——光学不变量；

I,i——入射角；

I',i'——折射角或反射角；

K——二次曲线常数；

l——物距；

l'——象距；

L,l——物方截距；

L',l'——象方截距；

l_F——物方顶焦点（距）；

l'_F——象方顶焦点（距）；

M_j——从 j 表面顶点到光线的垂直距离（矢量）；

M_x——M_j的 x 分量；

MTF——调制传递函数；

N,n——折射率；

NA——数值孔径；

OTF——光学传递函数；

OPD——光程差；

ϕ——光焦度$=1/f'$；

Q——光栏移动比率；

R,r——曲率半径；

ρ——半孔径；

s——半孔径$=(y^2+z^2)^{1/2}$；

U,u——物方倾斜角；

U',u'——象方倾斜角；

V——阿贝数，即相对色散的倒数；

x——焦物距；

x'——焦象距；

y——物高；

y'——象高；

x,y,z——坐标系统：x是光轴，x和y确定子午面；

α,β,γ——光线的方向余弦；

α——轴向放大率；

β——垂轴放大率；

λ——波长；

θ——楔角；

ω——物方半视场角；

ω'——象方半视场角；

$\delta L'$——轴向球差；

K'_T——子午彗差；

K'_s——弧矢彗差；

x'_t——细光束子午场曲；

x'_s——细光束弧矢场曲；

x'_{ts}——象散；

$\delta Y'_z$——畸变；

$\delta Y'$——垂轴象差子午分量；

$\delta Z'$——垂轴象差弧矢分量；

$\Delta L'_{FC}$——轴向色差；

$\Delta Y'_{FC}$——垂轴色差；

TSC——球差的横向贡献；

CC——彗差贡献；

TPC——场曲的横向贡献；

TAC——象散的横向贡献；

DC——畸变贡献；

$TL_{ch}C$——轴向色差的横向贡献；

$T_{ch}C$——垂轴色差贡献。

通常一般对同一量规定了大写和小写两种符号，大写符号代表光线追迹的精确量，小写

符号代表相应的近轴量或初级量。基本符号是指表面或透镜折射或反射以后的量，或是与象方相联系的量。脚号习惯上表示表面或元件的序数，或表示一条特殊的光线。如脚号 z 常表示主光线，脚号 k 常表示系统最后一个表面。

二、符号规则

假定光线从左向右进行。当曲率中心是在表面的右方时，半径和曲率是正的。如果表面、单元或组元会聚光，它们就是正的光焦度。距离在光轴之上或某基准点、面之右者为正，反之为负。对于倾斜角正负的规定与通常几何学规定的习惯相反，即如果使光线逆时针旋转到达光轴，倾斜角为正，反之为负；又如果使光线顺时针旋转到表面的法线，入射角、折射角和反射角是正的。

当光线从左向右经过媒质传播时，其折射率是正的；当光线从右向左（例如反射之后）通过媒质传播时，认为其折射率是负值。

除非另加说明，均假定光学系统是轴对称的。即假定系统是由具有对称轴的旋转面组成的，此对称轴假定与 x 轴（常代表光轴）重合。

三、基本定义

有些定义在应用部分给出，这里仅列出基本定义。

变焦距系统　焦距可在一定范围内改变而保持象面不动的光学系统。

变形系统　使物体在长宽两个方向上按不同比例成象的光学系统[1]。

布儒斯特角　如果入射角 $I=\mathrm{tg}^{-1}(n'/n)$（这里 tg^{-1} 表示反正切），则从光学表面反射出的光是完全偏振的。这个入射角 I 就是布儒斯特角。

光焦度　一个光学元件或系统的焦距的倒数。

光轴　一个透镜两光学表面曲率中心的联线；对光学系统，在理想情况下，光轴是其公共的对称轴。

单元　光学系统中单一的不可分割的实体，通常是透镜。

基点　决定光学系统特性的一些特殊点，如主点、节点、焦点等。

焦点　平行于光轴的近轴光线的会聚点。

节点　光轴上这样两个点，向其一点入射的斜光线好象是从另一点发出，并平行于原来方向射出系统。在空气中的光学系统，其节点与主点重合。

近轴区　认为满足理想光学系统物象关系的区域。即光轴附近的一个无限小的线状区域。

全反射　当光入射在折射率为 n 和 n' 两个媒质分界面时，如果入射角超过临界角，光就被全反射了。临界角 $I_c=\sin^{-1}(n'/n)$。显然，全反射仅当 $n>n'$ 时，才能发生。

入射角　入射光线与在入射点处表面法线之间的夹角。

入射面　入射光线、在顶点处表面法线和折射或反射光线都位于同一个面上，这个面叫入射面。

数值孔径　用符号 NA 表示，$\mathrm{NA}=n\sin U_{max}$，$U_{max}$ 是物方倾斜角 u 的最大值。

斯涅耳定律　$n\sin I=n'\sin I'$

物方焦距　从物方主点到物方焦点的距离。

物方顶焦点 自光学系统第一面顶点到系统物方焦点的距离。

物方焦点 平行于光轴的近轴光线从右面入射到系统的会聚点。

相对孔径 入瞳直径与象方焦距之比。

象方焦距 从象方主点到象方焦点的距离。

象方顶焦点 自光学系统最后一面顶点到系统象方焦点的距离。

象方焦点 平行于轴的近轴光线从左面入射到系统的会聚点。

元件 单元和组元的总称。

折射(反射)角 折射(反射)光线与表面在入射点的法线之间的夹角。

主点 主面与光轴的交点。

主光线 一般是指射向入瞳中心的光线。

主面 如果将入射到光学系统的每一条平行于光轴的光线延长与通过光学系统后的该光线的反向延长线相交,所有光线这样交点的轨迹叫做主面。第二主面是由左方入射到系统的光线形成,第一主面是由右方入射到系统的光线形成。仅在近轴区域内,主面才是平面。对离开光轴有限距离的光线,主面常是接近于球面的旋转面。

子午面和子午光线 子午面是任一包含光轴的面,子午光线是位于子午面内的光线。轴外物点的主光线必在子午面内。

弧矢面和弧矢光线 弧矢面是与子午面垂直并通过主光线的平面。

组件 光学系统中的两个或多个单元,把它们当作一个单位来看待,这就是组件,例如胶合透镜。

第二节 近轴光学

一、系统成象

下面的公式严格地适用于任何光学系统(简单的或者复杂的)的近轴区域,反映其近轴特性。虽然这些公式仅仅对于无限靠近光轴的区域有效,但对大多数很好校正了的系统,在一定程度上可以近似地应用这些公式。

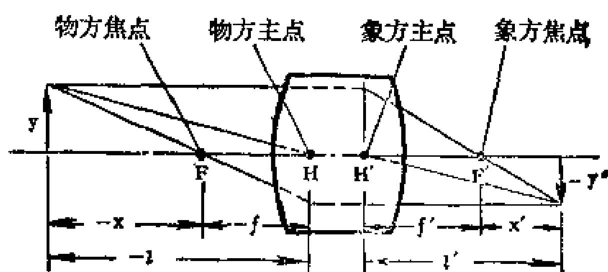


图 5-1 基点与物象位置

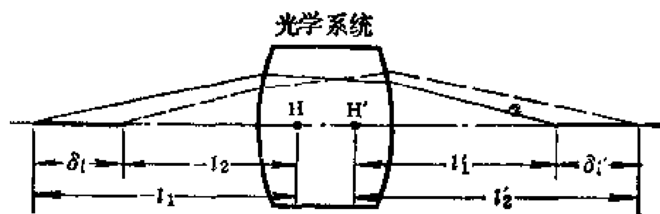


图 5-2 轴向放大率

成象位置公式(见图 5-1):

$$\frac{1}{l'}=\frac{1}{l}+\frac{1}{f'} \qquad \text{(高斯公式)} \qquad (5\text{-}1)$$

$$x'=-f'^2/x \qquad \text{(牛顿公式)} \qquad (5\text{-}2)$$

象的大小和放大率（见图 5-2）

垂轴放大率：

$$\beta=\frac{y'}{y}=\frac{l'}{l}=\frac{f'}{x}=\frac{x'}{f} \tag{5-3}$$

轴向放大率：

$$\alpha=\frac{dl'}{dl}=\frac{dx'}{dx}=\frac{x_2'-x_1'}{x_2-x_1}=f'^2\frac{1}{x_1x_2}=\beta_1\beta_2\doteq\beta^2 \tag{5-4}$$

由公式（5-1）到（5-3）可得：

$$x=f'/\beta$$

$$x'=-\beta f'$$

$$l=f'\left(\frac{1}{\beta}-1\right)$$

$$l'=f'(1-\beta)$$

所以薄透镜的物象距离 $=-l+l'=-\frac{f'}{\beta}(\beta-1)^2$。

若系统不在空气中，则：

$$\beta=\frac{y'}{y}=-\frac{f}{x}=-\frac{x'}{f'}$$

$$\alpha=-\beta_1\beta_2\frac{f'}{f}=\frac{n'}{n}\beta_1\beta_2$$

二、近轴公式

当光线的入射倾斜角很小，而把这些角度的正弦和正切与角度本身可以混同相等时，则可由准确的光线追迹公式简化得到近轴公式。

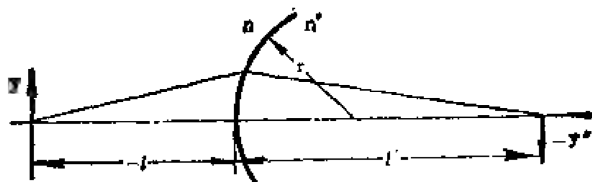


图 5-3　单个表面成象

如图 5-3，近轴成象公式为：

$$\frac{n'}{l'}=\frac{n}{l}+\frac{n'-n}{r}=\frac{n}{l}+(n'-n)c \tag{5-5}$$

$$\beta=\frac{y'}{y}=\frac{nl'}{n'l} \tag{5-6}$$

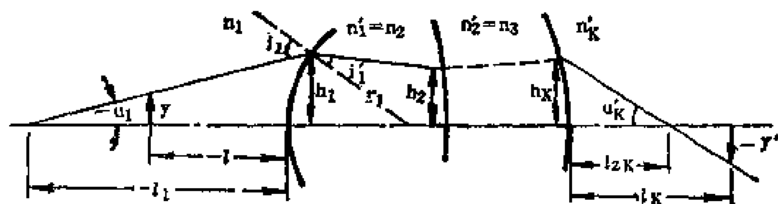


图 5-4　示出近轴光线追迹的量

近轴光线追迹，可参看图 5-4 及第十一节计算实例。应注意下列公式中的角度 u 和入射高度 h 是假想的。而且在导出公式（5-5）和（5-6）时，u 和 h 被约掉了。由公式（5-5）可导出下面公式，它用于光线追迹更方便，在第四节中用来进行三级象差计算。

$$n_1u_1=\frac{n_1h_1}{l_1} \tag{5-7}$$

或　　$n_1u_1 = \dfrac{n_1y_1}{l_1 - l_{z1}}$　　(5-8)

由 n_1u_1 可求得$n_2u_2 = n_1'u_1'$，依此类推，对于 j 面有下面关系式，依次应用于每一个表面，

$$n_j'u_j' = n_ju_j + (n_j' - n_j)h_jc_j \quad (5\text{-}9)$$

$$h_{j+1} = h_j - \frac{d_jn_j'u_j'}{n_j'} \quad (5\text{-}10)$$

$j = 1,\ 2,\ 3,\ \cdots\cdots k$

也可应用下面的计算公式：

$$i_j = h_jc_j - u_j \quad (5\text{-}11)$$

$$i_j' = n_ji_j/n_j' \quad (5\text{-}12)$$

$$u_j' = u_j + i_j - i_j' = u_j + i_j\left(1 - \frac{n_j}{n_j'}\right) \quad (5\text{-}13)$$

$$h_{j+1} = h_j - d_ju_j' \quad (5\text{-}14)$$

最后得到 u_k' 和 h_k'，而象距 l_k' 有，

$$l_k' = h_k/u_k' \quad (5\text{-}15)$$

若计算的第二条光线是主光线，则有：

$$y_k' = h_k - u_{zk}'l_k' = u_{zk}'(l_{zk}' - l_k') \quad (5\text{-}16)$$

光学不变量　经过光学系统追迹任意两条互不相关的光线（从不同的轴上点发出），所得数据足以确定这个系统。用于计算第三条光线的数据，不需增加光线追迹。若是两条光线的数据是指 h、u 和 h_z、u_z，那么表达公式：

$$I = n(h_zu - hu_z) \quad (5\text{-}17)$$

I 是经过光学系统的任意表面或空间的不变量。因而 $I = I_j = I_j' = I_k$ 等等。在象面上 $h = 0$，$h_z = y$，所以公式(5-17)可简化为

$$I = nuy = n'u'y' \quad (5\text{-}18)$$

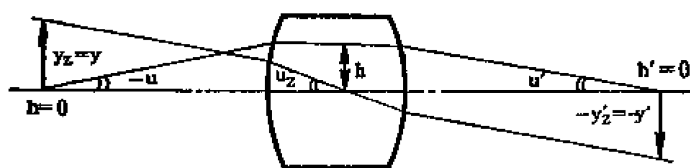


图 5-5　拉氏不变量

这就是拉格朗日不变量，简称拉氏不变量（见图 5-5）

由下列方程组可以确定第三条光线的数据 $\bar{h}$ 和 $\bar{u}$。

$$\bar{h} = Ah_z + Bh \quad (5\text{-}19)$$

$$\bar{u} = Au_z + Bu \quad (5\text{-}20)$$

式中 h，u 和 h_z，u_z 是第一、第二近轴光线数据，是已知的。对系统中另一些光线，A，B是可以计算的

$$A = n(\bar{h}u - \bar{u}h)/I \quad (5\text{-}21)$$

$$B = n(h_z\bar{u} - u_z\bar{h})/I \quad (5\text{-}22)$$

利用这个方法，由任意两条互不相关光线的起始数据（第一面的 h，u，h_z 和 u_z）和最后数据（最后一面的 h'，u'，h_z' 和 u_z'），可以计算一个光学系统的焦距，

焦距　　$f' = \dfrac{uh_z - hu_z}{uu_z' - u_zu'}$　　(5-23)

象方顶焦点 $l'_F = \dfrac{uh'_z - h'u_z}{uu'_z - u_z u'}$ (5-24)

物方顶焦点 $l_F = \dfrac{u'_z h - h_z u'}{uu'_z - u_z u'}$ (5-25)

三、基点

图 5-6 示出光学系统的基点[2]

复杂系统 为了确定基点，可以应用公式（5-7）到（5-16）追迹两条近轴光线，并由公式(5-23)到（5-25)计算焦距。或者按照焦点定义，通过系统追迹一条平行于光轴的光线，则象方焦距 $f' = h_1/u'_k$，象方顶焦点 $l'_F = h'_k/u'_k$。而物方焦距和物方顶焦点，可以倒转光学系统重复以上过程求出。

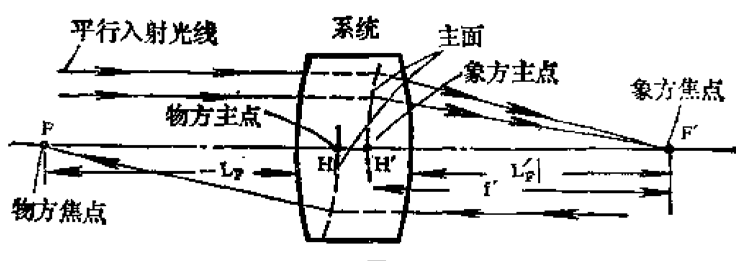


图 5-6 光学系统的基点

厚透镜 对单块厚透镜应用上述方法计算，可以得到：

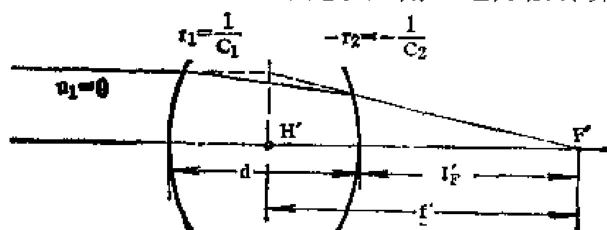


图 5-7 厚透镜的基点

$$\phi = \frac{1}{f'} = (n-1)\left[c_1 - c_2 + \frac{dc_1c_2(n-1)}{n}\right]$$

$$= (n-1)\left[\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} + \frac{d(n-1)}{nR_1R_2}\right] \quad (5-26)$$

$$l'_F = f'\left[1 - \frac{dc_1(n-1)}{n}\right]$$

$$= f'\left[1 - \frac{d(n-1)}{nR_1}\right] \quad (5-27)$$

薄透镜 当透镜厚度很小时，公式（5-26）可以简化为

$$\phi = (n-1)(c_1 - c_2) = (n-1)\left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2}\right) \quad (5-28)$$

四、多元件系统

参看图 5-8，计算实例见第十一节。

通过整个系统的每一个表面，可以应用公式（5-7）到（5-16）追迹近轴光线。然而把系统看成是被空气隔开的元件构成，计算常常是方便的。对每个元件的物和象，可以应用公式（5-1）或者（5-2）和（5-3）依次求出。如果应用光焦度 ϕ_j（第 j 个元件的）、高度 h_j（光线在第 j 个元件主面上的入射高度）和距离 d_j（从 j 个元件的象方主面到第 $j+1$ 个元件物方主面之间的距离），对整个系统的元件一个接一个进行光线追迹，计算常常更方便。光线经过第 j 个元件折射后的倾斜角 u'_j 可用下式求出：

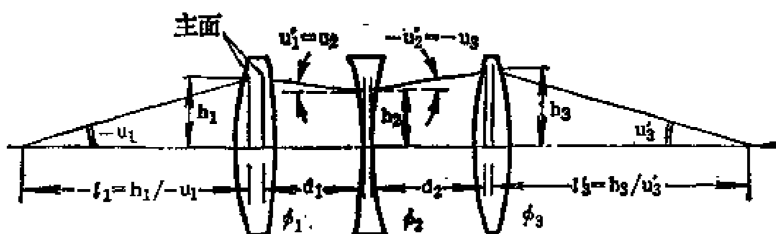


图 5-8 按元件追迹近轴光线

$$u'_j = u_j + h_j\phi_j \quad (5-29)$$

而下一个元件的光线入射高度 h_{j+1} 则为

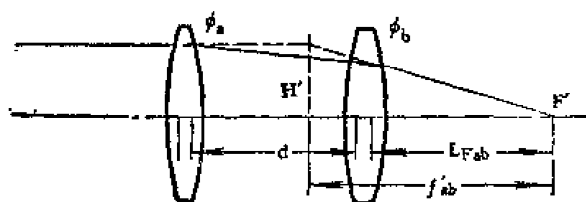


图 5-9 两元件系统

$$h_{j+1}=h_j-d_ju'_j \tag{5-30}$$

若元件是薄的，则 d 是元件之间的间隔。若是追迹过轴上物点的光线，则放大率可以用公式（5-18）求出。

两元件系统 当系统仅由 a、b 两元件构成时，可以应用如下公式计算：

$$\phi_{ab}=\frac{1}{f'_{ab}}=\phi_a+\phi_b-d\phi_a\phi_b=\frac{1}{f'_a}+\frac{1}{f'_b}-\frac{d}{f'_af'_b} \tag{5-31}$$

$$f'_{ab}=\frac{f'_af'_b}{f'_a+f'_b-d} \tag{5-32}$$

$$l'_{F_{ab}}=\frac{f'_b(f'_a-d)}{f'_a+f'_b-d} \tag{5-33a}$$

$$=\frac{f'_{ab}(f'_a-d)}{f'_a} \tag{5-33b}$$

$$-l_{F_{ab}}=\frac{f'_{ab}(f'_b-d)}{f'_b} \tag{5-34}$$

$$f'_a=d\frac{f'_{ab}}{f'_{ab}-l'_{F_{ab}}} \tag{5-35}$$

$$f'_b=d\frac{l'_{F_{ab}}}{f'_{ab}-l'_{F_{ab}}-d} \tag{5-36}$$

$$d=f'_b\frac{l'_{F_{ab}}}{f'_b-l'_{F_{ab}}}=f'_a+f'_b-\frac{f'_af'_b}{f'_{ab}} \tag{5-37}$$

第三节 光线追迹

一、空间光线追迹

任意光线由其方向余弦及其与光学系统表面交点坐标所确定（参见图 5-10，计算实例见第十一节）。本段所用符号见图 5-11。

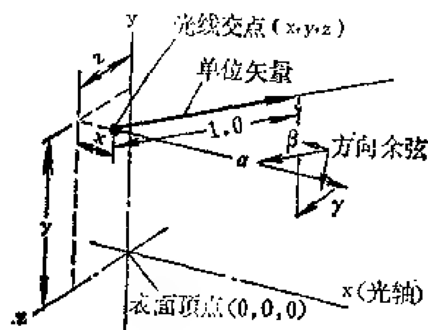


图 5-10 任意光线由其表面交点坐标 x，y，z 及其方向余弦 α，β，γ 所确定。

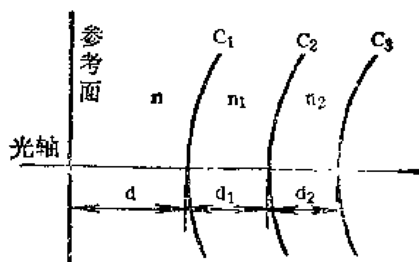


图 5-11 本段计算公式所用符号

球面 从参考面开始：

$$c(x^2+y^2+z^2)-2x=0 \tag{5-38}$$

$$\alpha^2+\beta^2+\gamma^2=1 \tag{5-39}$$

光线与下一面交点：

$$e=d\alpha-(x\alpha+y\beta+z\gamma) \tag{5-40}$$

$$M_{1x}=x+e\alpha-d \tag{5-41}$$

$$M_1^2=x^2+y^2+z^2-e^2+d^2-2dx \tag{5-42}$$

$$\cos I_1=E_1=[\alpha^2-c_1(c_1M_1^2-2M_{1x})]^{1/2} \tag{5-43}$$

$$D_{0,1}=e+\frac{c_1M_1^2-2M_{1x}}{\alpha+E_1} \tag{5-44}$$

$$x_1=x+D_{0,1}\alpha-d \tag{5-45}$$

$$y_1=y+D_{0,1}\beta \tag{5-46}$$

$$z_1=z+D_{0,1}\gamma \tag{5-47}$$

光线折射后的方向余弦：

$$\cos I'_1=E'_1=[1-(1-E_1^2)(\frac{n}{n_1})^2]^{1/2} \tag{5-48}$$

$$g_1=E'_1-\frac{n}{n_1}E_1 \tag{5-49}$$

$$\alpha_1=\alpha\frac{n}{n_1}-g_1c_1x_1+g_1 \tag{5-50}$$

$$\beta_1=\beta\frac{n}{n_1}-g_1c_1y_1 \tag{5-51}$$

$$\gamma_1=\gamma\frac{n}{n_1}-g_1c_1z_1 \tag{5-52}$$

公式（5-40）到（5-52）可以重复应用，每追迹一面，x，y，z 及 α，β，γ 的右下角号递进 1，这个过程可以继续进行，直至最后一个表面。

非球面 一个旋转对称非球面可由球面项及半径 s 的偶次方项级数所表达的变形项来描述。即

$$x=f(y,z)$$

$$=\frac{cs^2}{1+(1-c^2s^2)^{1/2}}+A_2s^2+A_4s^4+\cdots\cdots+A_js^j \tag{5-53}$$

此处 $s^2=y^2+z^2$

光线和非球面交点 假设球面 c 是非球面相当好的近似，光线和球面的交点 x_0、y_0、z_0 可以应用公式（5-40）到（5-47）求出。非球面的 x 坐标是将光线与球面交点的坐标 y、z 代入公式（5-53）求出。即有：

$$s_0^2=y^2+z^2$$

而
$$\bar{x}_0=f(y_0,z_0) \tag{5-54}$$

然后计算非球面上的点（$\bar{x}_0$，y_0，z_0）的法线方向数：

$$l_0=(1-c^2s_0^2)^{\frac{1}{2}} \tag{5-55}$$

$$m_0=-y_0[c+l_0(2A_2+4A_4s_0^2+\cdots\cdots jA_js_0^{j-2})] \tag{5-56}$$

$$n_0=-z_0[c+l_0(2A_2+4A_4s_0^2+\cdots\cdots+jA_js_0^{j-2})] \tag{5-57}$$

光线与非球面交点的进一步近似，参看图 5-12，可得：

$$G_0=\frac{l_0\ (\bar{x}_0-x_0)}{\alpha l_0+\beta_0 m_0+\gamma n_0}\qquad(5\text{-}58)$$

$$x_1=G_0\alpha+x_0\qquad(5\text{-}59)$$

$$y_1=G_0\beta+y_0\qquad(5\text{-}60)$$

$$z_1=G_0\gamma+z_0\qquad(5\text{-}61)$$

由公式（5-54）到（5-61）重复这一渐近过程，直至第 k 次重复后误差 $\bar{x}_k-x_k$ 可以忽略。

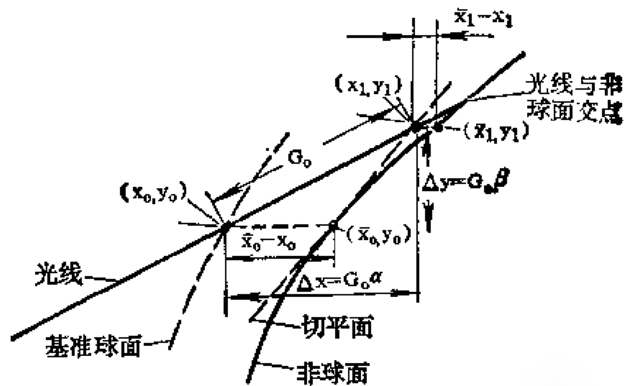


图 5-12　用逐次渐近法求空间光线与非球面交点

非球面折射

$$P^2=l_k^2+m_k^2+n_k^2\qquad(5\text{-}62)$$

$$P\cos I=F=\alpha l_k+\beta m_k+\gamma n_k\qquad(5\text{-}63)$$

$$P\cos I'=F'=\left\{P^2\left[1-\left(\frac{n}{n_1}\right)^2\right]+\left(\frac{n}{n_1}\right)^2F^2\right\}^{1/2}\qquad(5\text{-}64)$$

$$g=\frac{F'-\dfrac{n}{n_1}\cdot F}{P^2}\qquad(5\text{-}65)$$

$$\alpha_1=\alpha\frac{n}{n_1}+gl_k\qquad(5\text{-}66)$$

$$\beta_1=\beta\frac{n}{n_1}+gm_k\qquad(5\text{-}67)$$

$$\gamma_1=\gamma\frac{n}{n_1}+gn_k\qquad(5\text{-}68)$$

二、微分光线追迹[3,4]

微分光线与用无穷小一级量已经追迹过的光线不同。假定光线用公式（5-40）到（5-47）和公式（5-54）到（5-68）已经追迹过，问题是给定 $d\alpha$，$d\beta$，$d\gamma$，dx，dy 和 dz（只要有一个不为零即可），去求 $d\alpha_1$，$d\beta_1$，$d\gamma_1$，dx_1，dy_1 和 dz_1。计算是逐面进行，直至整个系统。

$$D=\frac{x_1-x+d}{\alpha}\qquad(5\text{-}69)$$

$$dD=[l(dx+Dd\alpha)+m(dy+Dd\beta)+n(dz+Dd\gamma)]/(-F)\qquad(5\text{-}70)$$

$$dx_1=dx+Dd\alpha+\alpha dD\qquad(5\text{-}71)$$

$$dy_1=dy+Dd\beta+\beta dD\qquad(5\text{-}72)$$

$$dz_1=dz+Dd\gamma+\gamma dD\qquad(5\text{-}73)$$

$$dl=-\frac{c_1^2(y_1dy_1+z_1dz_1)}{l}\qquad(5\text{-}74)$$

$$B=c_1+l\ \ (2A_2+4A_4s^2+\cdots\cdots+jA_js^{j-2})\qquad(5\text{-}75)$$

$$dB=\ (y_1dy_1+z_1dz_1)\ \left\{\ (c_1-B)\left(\frac{c_1}{l}\right)^2+l\left[8A_4+24A_6s^2+\cdots\cdots+j\ (j-2)\ A_js^{j-4}\right]\right\}\qquad(5\text{-}76)$$

$$dm=-y_1dB-Bdy_1\qquad(5\text{-}77)$$

$$dn = -z_1 dB - Bdz_1 \tag{5-78}$$

$$dg = \left[\alpha_1\left(d\alpha\frac{n}{n_1} + gdl\right) + \beta_1\left(d\beta\frac{n}{n_1} + gdm\right) + \gamma_1\left(d\gamma\frac{n}{n_1} + gdn\right)\right] \Big/ (-F') \tag{5-79}$$

$$d\alpha_1 = d\alpha\frac{n}{n_1} + gdl + ldg \tag{5-80}$$

$$d\beta_1 = d\beta\frac{n}{n_1} + gdm + mdg \tag{5-81}$$

$$d\gamma_1 = d\gamma\frac{n}{n_1} + gdn + ndg \tag{5-82}$$

三、子午光线追迹——科丁顿公式[2,5,6]

把本节第一段中的一些公式用于子午光线时，总可以适当转动坐标，使得 $z=0$，$\gamma=0$，这样，即可得到相当简化的结果。

上一段的微分公式可以用于子午光线，以求得对此光线无穷小区域（细光束）的成象特性。这与对光轴的近轴区成象类似。公式可以简化，其经典形式被称为科丁顿公式：

弧矢的 $\dfrac{n'}{s'} = \dfrac{n}{s} + \phi$

子午的 $\dfrac{n'\cos^2 I'}{t'} = \dfrac{n\cos^2 I}{t} + \phi$

式中 s，t ——沿着光线量度的物点到光线与表面交点的距离；

s'，t' ——沿着光线量度的象点到光线与表面交点的距离；

I——光线的入射角；

I' ——光线的折射角；

ϕ——斜的表面光焦度；

$\phi = c\,(n'\cos I' - n\cos I)$。

当光线与光轴重合时，这些公式简化成公式（5-5）。

四、图解光线追迹

参看图 5-13，仅用比例尺、直尺和圆规追迹子午光线是可能的，光线入射到表面，在入射点表面的法线是正的。以入射点为圆心划两个圆，其半径分别与表面前后的折射率 n 和 n' 成正比。从光线与圆 n 的交点 A 作一平行于法线的直线，使其与 n' 圆交于 B 点。连接 B 和入射点的直线就是折射光线。对于反射，$n'=-n$，仅划同一半径的圆，B点就是平行线和表面对边指数圆的交点（如图中 $\underline{B}$ 点）。连接 $\underline{B}$ 和入射点的直线，就是反射光线。

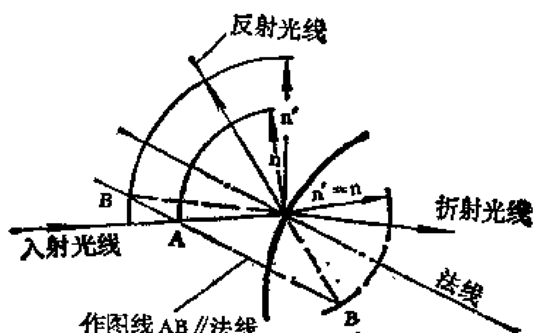


图 5-13 图解光线追迹[7]

五、光程差

光线的光程是光线所经过的路程乘以光线所在媒质的折射率。光程差（OPD）是所讨

论的光线的光程与参考光线的光程之差。此参考光线通常是一束光线中的主光线，用脚号 z 表示。

光程
$$\mathrm{OP}=n'_jD=\frac{n'_j\ (d_j-x_j+x_{j+1})}{\alpha'_j} \tag{5-83}$$

光程差
$$\begin{aligned}\mathrm{OPD}&=n'_j[d_j(\alpha_{zj}-\alpha_j)\ +\alpha_{zj}\ (x_{j+1}-x_j)\ +\\&\quad+\alpha'_j\ (x_{zj}-x_{zj+1})]/\alpha'_j\alpha'_z\\&=n'_j\ (D-D_z)\end{aligned} \tag{5-84}$$

式中 D 可按公式（5-44）计算。

为了避免两个大数相减，下面在入瞳和出瞳面上计算光程差的公式是有用的。在入瞳面上，设 y 和 z 是光线在入瞳面上的坐标，Y 是物高，l 是 物体到入瞳的距离，则：

$$\frac{OPD}{n}=\frac{z^2+y^2-2y\mathrm{Y}}{[(y-\mathrm{Y})^2+z^2+l^2)]^{1/2}+(\mathrm{Y}^2+l^2)^{1/2}} \tag{5-85}$$

在出瞳面上，$x=0$，y 和 z 是光线在出瞳面上的坐标，α，β，γ是光线的方向余弦，l 是出瞳到象面的距离，而$x_z, y_z(z_z=0)$是参考球心（即理想象点）相对于象面的坐标。

$$\frac{OPD}{n}=e-\frac{R}{B+(B^2-R)^{1/2}} \tag{5-86}$$

$$e=-(y\beta+z\gamma)$$

$$B=\alpha\ (l+x_z)+\beta y_z$$

$$R=y^2+z^2-e^2-z\ (yy_z+eB)$$

第四节　几何象差理论

一、象差描述

光学象差就是象的缺陷，一般可用被追迹的光线对光学系统理想成象位置的偏离量来描述。这个理想位置通常是由近轴成象规律决定的，如第二节所示，

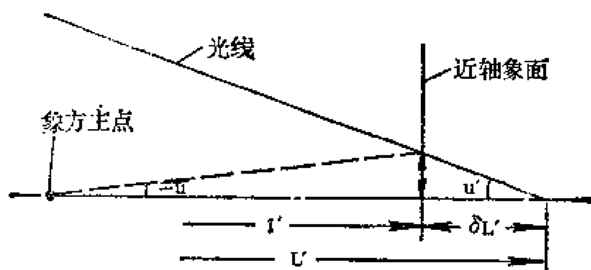


图 5-14　轴向球差 $\delta L'$ 及其横向量和角度量

图 5-14 示出球面象差情况，它可以横向、纵向或角度值来量度，下一段将描述象差是实际波面对理想波面的背离，并指出波象差和横向象差的关系式。

球差可以定义为光线焦点随孔径的轴向变化量。图 5-15 示出简单正透镜的典型的欠校正球差。这种透镜，使得边缘光线比较强烈地折射，它的焦点比近轴光线的焦点距离透镜较近。轴向球差是近轴焦点到边缘光线焦点的距离。其横向量是从光轴到光线与近轴象面交点的垂直距离。

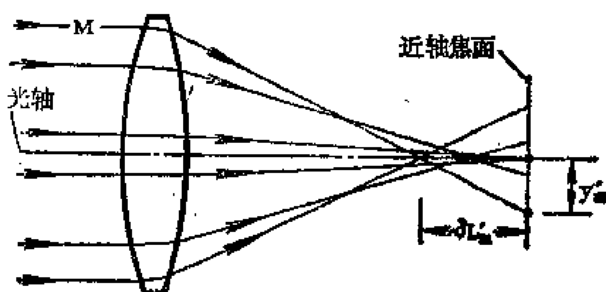


图 5-15　具有欠校正球差的简单会聚透镜

彗差是光线成象大小随孔径的变化量（放大率变化）。图 5-16 所示是通过透

镜孔径边缘的光线交点所成的“象”大于通过中心光线所成的“象”。子午彗差是从主光线到上、下边缘光线交点的垂直距离。彗形斑点象的外貌描绘于图 5-24。

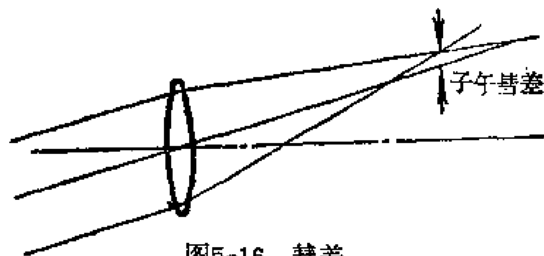


图5-16 彗差

场曲是描述轴外象点轴向偏离理想象面位置的量。对不同的扇形光线对，场曲是不同的。子午面上扇形光线的焦点，称为子午焦点，而弧矢面上扇形光线的焦点，称为弧矢焦点。从弧矢焦点到子午焦点的距离是象散。从近轴象面到这两焦点的距离分别称为子午场曲和弧矢场曲。佩茨瓦尔面是光学系统的基本场曲。佩茨瓦尔面处在离子午焦点三倍于离弧矢焦点的位置。场曲示于图 5-17，它可以是欠校正的（负的，弯向内的），也可以是过校正的（正的，弯向后的）。

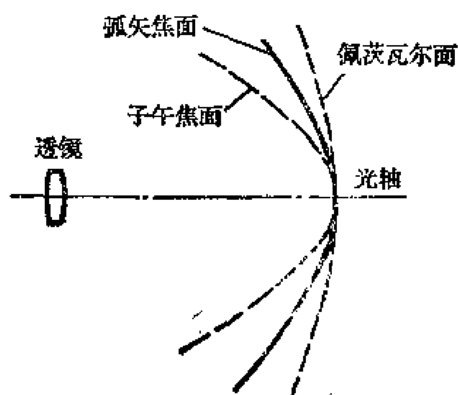


图 5-17 简单透镜的欠校正象散和场曲

畸变是象点到光轴的距离比其理想位置近或者远的数值。初级畸变随 y^3 而变，轴外直线成象为曲线，如图 5-18 所示。

以上所述是单色光产生的单色象差，虽然它们也随波长变化，但变化的比率是比较小的。

轴向色差是焦点位置随波长的轴向变化量。轴向色差是从长波焦点到短波焦点的距离（见图 5-19）。

垂轴色差是象的大小随波长的变化量，垂轴色差是从长波轴外象点到短波轴外象点的距离（垂轴方向），如图 5-20 所示。

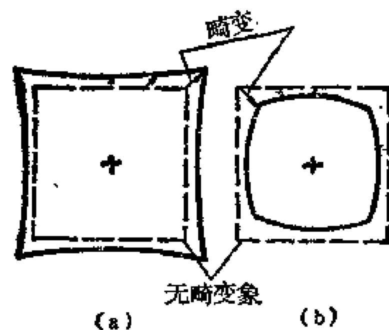


图 5-18 (a) 枕形畸变，(b) 桶形畸变

单色象差随波长而变化，球差的色变化或称色球差是最普通的。一般情况，短波球差校正过度比长波更厉害，这样以黄光校正球差的典型系统，对蓝光有过校正的球差，对红光有欠校正的球差，参见图 5-22。其他象差的色变化一般较少发现，而且通常不严重，畸变的色变化对长象距（焦点后移）镜头或摄远镜头是讨厌的。

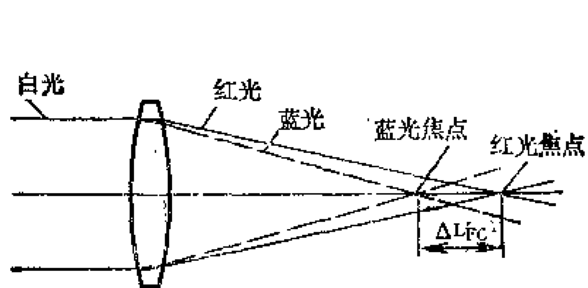


图 5-19 正透镜具有欠校正的轴向色差。

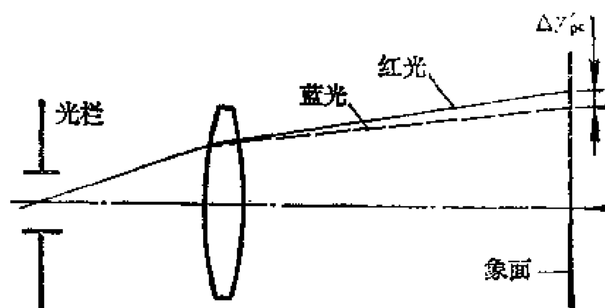


图 5-20 垂轴色差

二、波象差多项式[8]

若是以光程差表示光学系统的象差（称波象差），那么由于系统的对称性，波象差 W

可以表示为象高和孔径的多项式：

$$W=\Sigma C_{ABC}y^{A}\rho^{B}\cos^{C}\phi \tag{5-87}$$

此 C_{ABC} 是数值系数，A，B，C，l 和 n 是正整数，其关系是 $A=2l+C$，$B=2n-C$，y 是象高，而 ρ 和 ϕ 是光线与系统光瞳交点的极坐标。$C_{A00}y^{A}$ 一项确定为零，$C\rho^{2}$ 可是等效于象面（或参考面）的纵向位移，$C_{111}y\rho\cos\phi$ 项是等效于参考点的垂直位移（即象高变化）。后两项被称为一级项。象差的级是由 $A+B-1$ 给出的。再下面五项是三级象差或称塞德尔象差：

球差	$C_{040}\rho^{4}$
彗差	$C_{131}y\rho^{3}\cos\phi$
象散和场曲	$C_{220}y^{2}\rho^{2}+C_{222}y^{2}\rho^{2}\cos^{2}\phi$
畸变	$C_{311}y^{3}\rho\cos\phi$

至于五级象差可表示为：

球差	$C_{060}\rho^{6}$
直线彗差	$C_{161}y\rho^{5}\cos\phi$
椭圆彗差	$C_{331}y^{3}\rho^{3}\cos\phi+C_{333}y^{3}\rho^{3}\cos^{3}\phi$
倾斜球差	$C_{240}y^{2}\rho^{4}+C_{242}y^{2}\rho^{4}\cos^{2}\phi$
象散和场曲	$C_{420}y^{4}\rho^{2}+C_{422}y^{4}\rho^{2}\cos^{2}\phi$
畸变	$C_{511}y^{5}\rho\cos\phi$

多项式中有两个一级项，五个三级项，九个五级项、十四个七级项，二十个九级项，更高的N级的有$2+3\cdots\cdots\frac{1}{2}(N+3)$项。

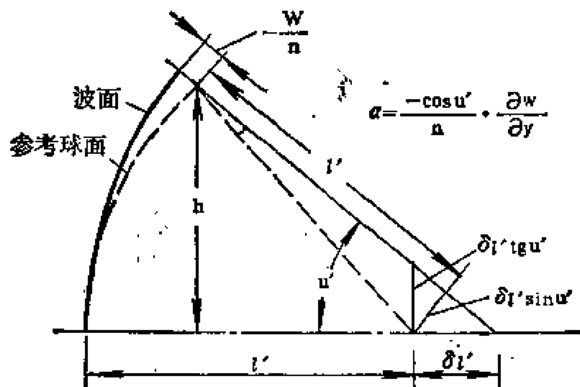


图 5-21　波象差和垂轴象差间的关系

波象差多项式（公式 5-87）表示实际波面对参考球面的背离。这个参考球面通过出瞳中心，其球心在理想象点上。光线的垂轴象差在 y、z 方向的分量，可用波差表示（见图 5-21）。

$$\delta Y'=-\frac{l}{n}\frac{\partial W}{\partial y}\qquad \delta Z'=-\frac{l}{n}\frac{\partial W}{\partial z} \tag{5-88}$$

l ——出瞳到象点的距离；

n ——最后媒质折射率；

W ——波象差

三、光线象差多项式

按公式（5-88）进行计算时，结果是垂轴象差的两个多项式：垂直象差子午分量 $\delta Y'$ 和弧矢分量 $\delta Z'$。

$$\begin{aligned}\delta Y'=-\frac{l}{n}\Big[&C_{020}2\rho\cos\phi+C_{111}y+\\&+C_{040}4\rho^{3}\cos\phi+C_{131}y\rho^{2}(2+\cos2\phi)+\\&+(C_{220}+C_{222})\;2y^{2}\rho\cos\phi+C_{311}y^{3}\end{aligned}$$

$$+C_{060}6\rho^5\cos\phi+C_{151}y\rho^4(3+2\cos2\phi)+$$
$$+C_{331}y^3\rho^2(2+\cos2\phi)+C_{333}y^3\rho^2\frac{3}{2}(1+\cos2\phi)+$$
$$+C_{240}4y^2\rho^3\cos\phi+C_{242}y^2\rho^3\cos\phi(3+\cos2\phi)+$$
$$+(C_{420}+C_{422})2y^4\rho\cos\phi+C_{511}y^5+$$
$$+\text{七级和更高级项}] \tag{5-89}$$

$$\partial Z'=-\frac{l}{n}[C_{020}2\rho\sin\phi+$$
$$+C_{040}4\rho^3\sin\phi+C_{131}y\rho^2\sin2\phi+$$
$$+C_{220}2y^2\rho\sin\phi+$$
$$+C_{060}6\rho^5\sin\phi+C_{151}2y\rho^4\sin2\phi+$$
$$+C_{331}y^3\rho^2\sin2\phi+$$
$$+C_{240}4y^2\rho^3\sin\phi+C_{242}y^2\rho^3\sin\phi(1+\cos2\phi)+$$
$$+C_{420}2y^4\rho\sin\phi+$$
$$+\text{七级和更高级项}]。 \tag{5-90}$$

公式中的孔径和视场（ρ 和 y）项的指数和是表示该项象差的级数。一级项包括 ρ 或 y，三级项有 ρ^3，ρ^2y，ρy^2 或 y^3，五级项是 ρ^5，ρ^4y，ρ^3y^2，ρ^2y^3，ρy^4 或 y^5，如此等等。

四、三级象差

象差多项式中三级象差部分，可通过光学系统追迹两条近轴光线所得的数据计算。计算公式有多种形式，此处给出的公式直接表明象面上横向象差的数量[9]

通过光学系统追迹两条近轴光线：孔径光线追迹是由轴上物点通过光瞳边缘；视场光线追迹是由轴外物点通过光瞳中心。孔径光线追迹数据用简单符号表示；视场光线即主光线数据用带脚号 z 的符号表示。光线追迹是用第二节第二段的近轴公式。数据 i，h，u' 和 i_z，h_z，u'_z 是系统每一个表面的。光学不变量 I 由第一面或任何方便计算的面上两条近轴光线的数据计算：

$$I=n(h_zu-hu_z)$$

最后象高由主光线与象面交点的高度决定，或者由 $y'=I/n'_k u'_k$ 计算。此处 n'_k 和 u'_k 是最后媒质折射率和孔径光线通过系统最后一面之后的倾斜角。

每个面的三级象差横向贡献，可由下面公式计算：

球差	$TSC=Bi^2y+Wh^4$	(5-91)
弧矢彗差	$CC=Bii_zy+Wh^3h_z$	(5-92)
象散	$TAC=Bi_z^2y+Wh^2h_z^2$	(5-93)
场曲	$TPC=-\frac{(n-n')Iyc_s}{2nn'}$	(5-94)
畸变	$DC=y\left[B_2ii_z+\frac{1}{2}(u_z'^2-u_z^2)\right]+Whh_z^3$	(5-95)
轴向色差	$TL_{ch}C=\frac{hi(\triangle n-\triangle n'n/n')}{u_k'^2}$	(5-96)
垂轴色差	$T_{ch}C=\frac{hi_z(\triangle n-\triangle n'n/n')}{u'_k}$	(5-97)

式中

$$B=\frac{n(n'-n)h(u'-i)}{2n'I} \quad (5-98)$$

$$B_z=\frac{n(n'-n)h_z(u'_z-i_z)}{2n'I} \quad (5-99)$$

$$\triangle n=n_F-n_C$$

$$W=\frac{4ky(n-n')}{I}$$

$$k=A_4-\frac{1}{4}A_2(4A_2^2+6cA_2+3c^2)$$

$$c_e=c+2A_2$$

公式（5-91）到（5-97）是计算每个面产生的象差，y 是象高。非球面方程见公式（5-53），等效曲率 c_e 用于任意非球面的近轴光线追迹。

球差、象散、场曲和轴间色差的纵向值可用 u'_K 除其横向象差贡献（TSC, TAC, TPC, TLchC）得到。整个系统的象差是每个面象差贡献之和。

五、光栏移动公式

当光学系统的光栏或光瞳移动时，三级象差的变化可用下面的公式计算：

$$TSC^*=TSC \quad (5-100)$$

$$CC^*=CC+TSC\cdot Q \quad (5-101)$$

$$TAC^*=TAC+CC\cdot 2Q+TSC\cdot Q^2 \quad (5-102)$$

$$TPC^*=TPC \quad (5-103)$$

$$DC^*=DC+(TPC+3TAC)Q+CC\cdot 3Q^2+TSC\cdot Q^3 \quad (5-104)$$

$$TL_{ch}C^*=TL_{ch}C \quad (5-105)$$

$$T_{ch}C^*=T_{ch}C+TL_{ch}C\cdot Q \quad (5-106)$$

公式里带星号的项是光栏移动后的象差贡献，而没有星号的项是光栏移动前的象差贡献。

Q 表示光栏移动后光线入射高度的相对变化量，由下式计算：

$$Q=\frac{h_z^*-h_z}{h} \quad (5-107)$$

h_z^*——光栏移动后的新主光线入射高度；

h_z——光栏移动前的原主光线入射高度；

h——孔径光线入射高度。

由于 Q 是不变的，它可以在系统的任何方便的面上计算。Q 的不变性更重要的结果是，在公式（5-100）到（5-106）中，带星号和不带星号的项可以表示一个光学系统的或者是它的一部分的象差贡献，例如一个表面或者一个元件。

六、薄透镜象差

若光学系统的元件可以看成是薄透镜，也就是把厚度当成零，元件处在空气中，光栏与元件接触，那么每个元件的三级象差贡献，可由下面公式给出：

$$TSC=-h^4(G_1c^3-G_2c^2C_1+G_3c^2v+G_4cc_1^2-G_5cc_1v+G_6cv^2)/u_k' \quad (5-108)$$

又 $TSC = -h^4(G_1c^3 + G_2c^2c_2 - G_3c^2v + G_4cc_2^2 - G_5cc_2v' + G_6cv'^2)/u'_k$ (5-108a)

$$CC = -yh^2\left(\frac{1}{4}G_5cc_1 - G_7cv - G_8c^2\right) \quad (5\text{-}109)$$

$$= -yh^2\left(\frac{1}{4}G_5cc_2 - G_7cv' + G_8c^2\right) \quad (5\text{-}109a)$$

$$TAC = -\frac{1}{2}y^2\phi \quad (5\text{-}110)$$

$$TPC = -\frac{1}{2}y^2\phi/n = TAC/n \quad (5\text{-}111)$$

$$DC = 0 \quad (5\text{-}112)$$

$$TL_{ch}C = \frac{-h^2\phi}{Vu'_k} \quad (5\text{-}113)$$

$$T_{ch}C = 0 \quad (5\text{-}114)$$

用公式（5-29）和（5-30）通过系统追迹近轴光线（一条主光线和一条孔径光线），用公式（5-100）到（5-106）对实际光栏位置计算每个元件的象差贡献，此时 $Q = h_z/h$。再由每个元件的象差贡献求和以确定整个系统的象差。

在公式（5-108）到（5-114）中，c 表示元件的总曲率，c_1 和 c_2 表示元件（薄透镜）前后表面的曲率，所以 $c = c_1 - c_2 = \phi/(n-1)$。$v$ 是物距的倒数，即 $v = u/h$。同样 $v' = u'/h$。V 是透镜材料的阿贝数，在可见光范围里 $V = (n_D - 1)/(n_F - n_c)$。$G_1$ 到 G_8 是折射率的函数：

$$G_1 = \frac{n^2(n-1)}{2} \qquad G_2 = \frac{(2n+1)(n-1)}{2}$$

$$G_3 = \frac{(3n+1)(n-1)}{2} \qquad G_4 = \frac{(n+2)(n-1)}{2n}$$

$$G_5 = \frac{2(n+1)(n-1)}{n} \qquad G_6 = \frac{(3n+2)(n-1)}{2n} \quad (5\text{-}115)$$

$$G_7 = \frac{(2n+1)(n-1)}{2n} \qquad G_8 = \frac{n(n-1)}{2}$$

当薄透镜有非球面时，公式（5-91）到（5-95）的非球面象差项可以加入由公式（5-100）到（5-104）所得到的薄透镜象差。

七、三级象差贡献的说明

三级连差几乎完全接近象差多项式所表示的象差，借助本节四至六段的公式计算的三级象差，将相当于用实际光线追迹所确定的象差值。即：$\sum TSC$ 将接近于用三角法追迹孔径光线在近轴象面上交点的高度；同样的 $3\sum CC$ 将接近于子午彗差，$\sum DC$ 将接近于线性畸变，弧天场曲和子午场曲将分别接近于：$x'_s \doteq (\sum TAC + \sum TPC)/u'_k$，和 $x'_t \doteq (3\sum TAC + \sum TPC)/u'_k$。由于色差是一级的，我们有关系式：

$$\sum TL_{ch}C/u'_k = L_{ch}C = l'_F - l'_c$$

$$\sum T_{ch}C = y'_F - y'_c$$

$l'_F - l'_c$ 是轴向色差，$y'_F - y'_c$ 是垂轴色差，均为近轴量。

八、象差表示法

因为象差随着孔径和象的大小而变，欲用一简明的单一数值去充分说明系统的校正状态是很困难的。说明象差的方法，一般是用纵向表示法和横向表示法。

纵向表示法　球差常用光线与光轴相交的位置作为入射高度函数的曲线表示。通常作图来表示几种波长的球差曲线以获得较完全的校正状态的表征（见图5-22），焦距随孔径的变化有时是和球差一起作图表示，两条曲线间的距离是系统低倾角彗差的量度。

场曲常用纵向象差作为象高或倾角的函数图线表示。作图表示子午和弧矢焦面位置，其间间隔就是象散。

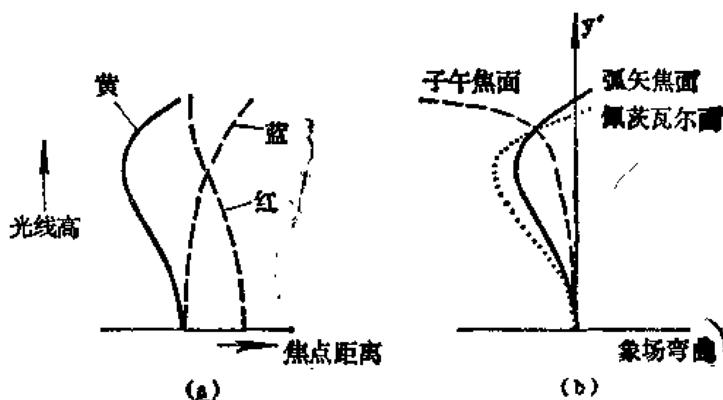


图 5-22　(*a*) 是带球差和色球差的纵向表示法；
(*b*) 是剩余象散和场曲的表示法。

图 5-22 示出象差纵向表示法的例子。

横向表示法　象差的横向表示法可以更普遍更充分地说明系统的校正状态。在这个表示方法里，通过系统追迹从物点发出的一束扇形光线，把光线与参考象面（通常是近轴象面）交点坐标作为光线在孔径光栏内的位置函数。横向表示法有两大优点：①象差效应可以直接用它们形成的斑点尺寸估价；②再聚焦效应（即参考面的纵向移动）可以简单地转动 $\mathrm{tg}U'$ 轴实现，$\mathrm{tg}U'$ 是光线的象方斜率，作为象差图线坐标的横轴。图 5-23 表示几种象差

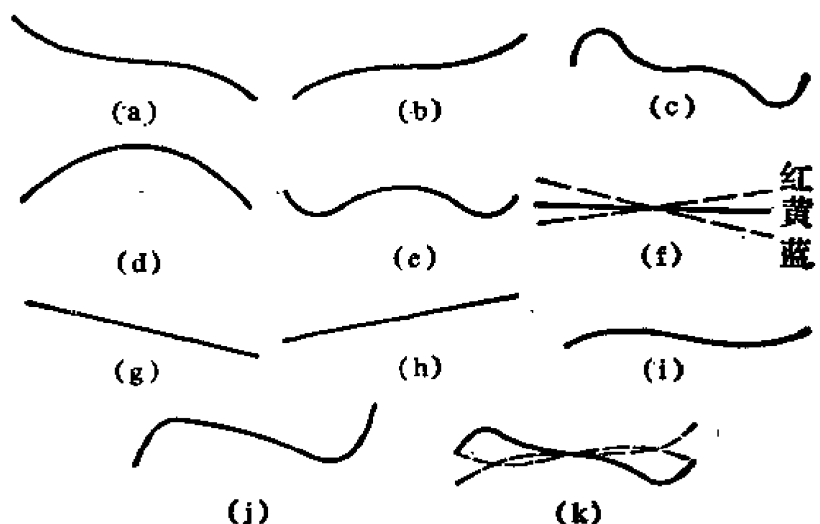


图 5-23　象差的横向表示，每条曲线的纵坐标表示光线与近轴象面交点高度 y'，横坐标表示光线对光轴的最后斜率 $\mathrm{tg}U'$。(a) ——欠校正球差；(*b*) ——过校正球差；(*c*) ——带球差；(*d*) ——欠校正彗差；(*e*) ——高级彗差；(*f*) ——欠校正轴向色差；(*g*) ——欠校正子午场曲；(*h*) ——过校正子午场曲；(*i*) ——欠校正场曲加过校正球差；(*j*) ——轴外象差曲线；(*k*) ——消色差的双胶透镜的轴上象差曲线（示出了带球差，二级光谱和色球差）。

的外貌。这些曲线称为光线交点曲线。

点列图和线扩散函数　若是把光学系统的光栏分成许多相等的小区域，通过每个区域中心追迹一条从选定的物点发出的的光线，光线与象面交点图是象点照度分布的近似表示。追迹的光线越多，近似程度越好。这样的光线交点图称为点列图。

若是假想几何点列图是实际象点照度分布的理想表示，那么另一些表示法可以由它得到。辐射能分布的获得是由任意选定一中心点并作图表示能量的百分比，也就是包围在半径 R 圆内的点的数量（它是 R 的函数）。若是照度（即点的密度）表示为象面上 y 和 z 坐标的函数，这就是系统的点扩散函数。

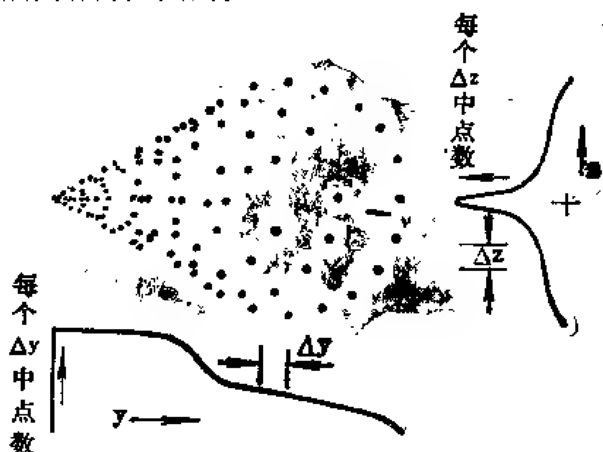


图 5-24　仅存在三级彗差透镜的点列图和由点列图所得到的线扩散函数

线扩散函数可以由点扩散函数在一个方向求和得到。即　$L(y)=\int P(y,z)dz$，$L(z)=\int P(y,z)dy$，此L(·)称线扩散函数，而 $P(y,z)$ 是点扩散函数（见图 5-24）

九、等光程面

球面有三个位置，物体在这些位置上其球差和彗差恒等于零。

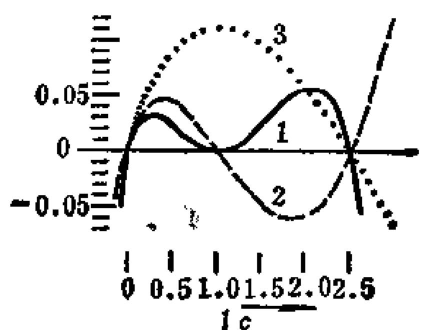


图 5-25　单个折射面的象差作为物体位置的函数。折射面两边媒质 $n=1, n'=1.5$。曲线 1 表示球差 [TSC(c/u^3)]；曲线 2 表示弧矢彗差[CC(c/u^2u_z)]；曲线 3 表示象散[TAC(c/uu_z^2)]。此处 l 是物体位置，c 是表面曲率；u 是孔径光线倾斜角，u_z 是主光线倾斜角。

1．物和象在球面上：$L'=L=0$

2．物和象在球心上：$L'=L=R$

3．物和象处于齐明条件的位置：

$$L=\frac{R(n'+n)}{n}=\frac{n'L'}{n}$$

$$n\sin U'=n'\sin U$$

$$U=I',\ U'=I$$

作图表示放在空气中的单个玻璃（$n=1.5$）球面的三级象差作为物体位置的函数（图5-25），因为球差 $\mathrm{TSC}=\frac{n}{2n'}\left(1-\frac{n}{n'}\right)L\left(\frac{L}{r}-1\right)^2\left(\frac{1}{r}-\frac{n'+n}{n}\right)u^3$，彗差 $\mathrm{CC}=\mathrm{TSC}\cdot\frac{u_z}{u}$，$\mathrm{TAC}=\mathrm{TSC}\cdot\left(\frac{u_z}{u}\right)^2$，代入 n、n' 值，即得图 5-25中所示的三条曲线。横坐标单位为 lc，纵坐标单位为 c/u^3，c/u^2u_z，c/uu_z^2。

十、对称系统

对孔径光栏完全对称的系统，其彗差、畸变和垂轴色差恒等于零。为使完全对称、系统

必须以单位放大率工作，而且在光栏象方的光学系统必须与光栏物方的系统成镜象，对平的物面和象面，三级彗差和畸变是零。在有场曲的时候，为了完全满足关于光栏对称的要求以减小所有级次的彗差和畸变使其为零，则必须是弯曲的物面和象面。

第五节　衍射成象[10]

一、点扩散函数，衍射积分

精确的点扩散函数（与由光线追迹得到的近似几何函数相对而言）是：

$$P(y,\ z)=|A(y,\ z)|^2 \tag{5-116}$$

$A(y,\ z)$ 是由光学系统射出的波面的复振幅。

$$A(y,\ z)=\iint_{-\infty}^{\infty}B(u,\ v)\exp\left[-i\frac{2\pi}{\lambda}\Phi(u,\ v)\right]\exp\left(i\frac{2\pi}{\lambda}\frac{uy+vz}{F}\right)\cdot dudv \tag{5-117}$$

式中　$y,\ z$ ——垂直于主光线的象面上的坐标；

$u,\ v$ ——垂直于主光线的出瞳面上的坐标；

$B(u,\ v)$ ——正比于能流密度平方根的振幅因子，即是经过点（$u,\ v$）的振幅透过率，在光瞳外 $B(u,\ v)=0$；

$\Phi(u,\ v)$ ——经过点（$u,\ v$）的光程差，即光线的波象差函数；

F ——参考球半径；

i ——虚数 $(-1)^{1/2}$。

$B(u,\ v)$ 和 $\exp\left[-i\frac{2\pi}{\lambda}\Phi(u,v)\right]$ 常结合在一起被称为光瞳函数。公式（5-117）中有时写进调焦项 $\exp[i\pi x(u^2+v^2)/\lambda F^2]$。

二、衍射象

若光瞳函数是常数，也就是系统的振幅透过率，假定在整个圆孔上是一致的，系统是消象差的，那么点象的照度分布变为：

$$\begin{aligned}P(y,\ z)&=\pi\left(\frac{\mathrm{NA}}{\lambda}\right)^2P_t\left[\frac{2J_1(m)}{m}\right]^2\\&=I_0\left[\frac{2J_1(m)}{m}\right]^2\end{aligned} \tag{5-118}$$

式中 $\mathrm{NA}=n'\sin U'$ 是系统的数值孔径，$J_1(\cdot)$ 是一阶贝塞尔函数。

$$J_1(x)=\frac{x}{2}-\frac{(x/2)^3}{1^2 2}+\frac{(x/2)^5}{1^2 2^2 3}-\cdots\cdots$$

P_t 是点象的总能量，m 是规化的辐射坐标。

$$m=\frac{2\pi}{\lambda}\mathrm{NA}(y^2+z^2)^{1/2}=\frac{2\pi}{\lambda}\mathrm{NA}\,s$$

落在离开衍射斑中心距离 s_0 内的能量（总能量的百分数）是 $1-J_0^2(m_0)-J_1^2(m_0)$。此处 J_0（或者 $J_0(\cdot)$）是零阶贝塞尔函数。

$$J_0(x)=1-\left(\frac{x}{2}\right)^2+\frac{(x/2)^4}{1^2 2^2}-\frac{(x/2)^6}{1^2 2^2 3^2}+\cdots\cdots$$

公式（5-118）示于图 5-26，它显示出衍射图的外貌。图的中心是艾利斑，斑的周围环绕着能量急剧减小的圆环。表 5-1 指出了圆孔和矩孔的能量分布。

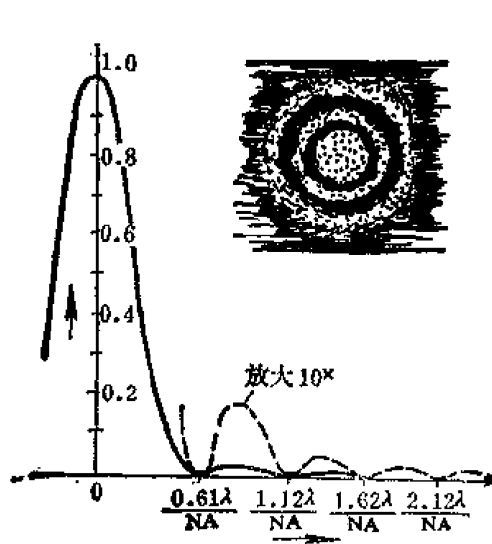


图 5-26 圆孔完善透镜象面上衍射图的能量分布

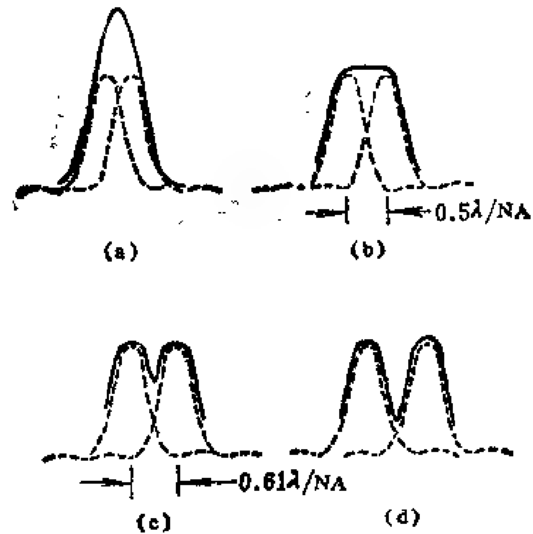


图 5-27 不同间隔的两个点象的衍射图，虚线表示各自的衍射图，实线表示衍射图的叠加；(*b*) 分辨率恰为斯帕罗判据；而 (*c*) 分辨率恰为瑞利判据

表 5-1 在完善透镜焦面上衍射图的能量分布，此分布是作为离开衍射图中心距离为 z 的函数

	圆孔			矩孔	
环带	z	峰值	各环能量%	z	峰值
中心极大值	0	1.0	83.9	0	1.0
第一暗环	$\frac{0.61\lambda}{N'\sin U'}$	0.0	…	$\frac{0.5\lambda}{N'\sin U'}$	0.0
第一亮环	$\frac{0.82\lambda}{N'\sin U'}$	0.017	7.1	$\frac{0.72\lambda}{N'\sin U'}$	0.047
第二暗环	$\frac{1.12\lambda}{N'\sin U'}$	0.0	…	$\frac{1.0\lambda}{N'\sin U'}$	0.0
第二亮环	$\frac{1.33\lambda}{N'\sin U'}$	0.004	2.8	$\frac{1.23\lambda}{N'\sin U'}$	0.017
第三暗环	$\frac{1.62\lambda}{N'\sin U'}$	0.0	…	$\frac{1.5\lambda}{N'\sin U'}$	0.0
第三亮环	$\frac{1.85\lambda}{N'\sin U'}$	0.0016	1.5	$\frac{1.74\lambda}{N'\sin U'}$	0.0083
第四暗环	$\frac{2.12\lambda}{N'\sin U'}$	0.0	…	$\frac{2.0\lambda}{N'\sin U'}$	0.0
第四亮环	$\frac{2.36\lambda}{N'\sin U'}$	0.00078	1.0	$\frac{2.24\lambda}{N'\sin U'}$	0.0050
第五暗环	$\frac{2.62\lambda}{N'\sin U'}$	0.0	…	$\frac{2.5\lambda}{N'\sin U'}$	0.0

若为矩孔时

$$P(y,\ z)=I_0\left(\frac{\sin M_y}{M_y}\right)^2\left(\frac{\sin M_z}{M_z}\right)^2 \tag{5-119}$$

式中 $M_y=2\pi\cdot NA\cdot y/\lambda$

$M_z=2\pi\cdot NA\cdot z/\lambda$

三、点分辨率：瑞利判据和斯帕罗判据

当叠加的衍射图可以认为是属于两点而不是一个点时，我们说这两个点光源能被分辨。几种两点光源距离对叠加衍射图的效应如图 5-27 所示。瑞利判据认为若是一个衍射斑的第一暗环与另一衍射斑中心重合时，那么这两个光源刚能被分辨。这样两点的分辨距离等于第一暗环的半径。

$$\text{分辨距离}=\frac{0.61\lambda}{n'\sin U'}=\frac{0.61\lambda}{NA} \tag{5-120}$$

斯帕罗判据认为可分辨的两点距离是当其叠加衍射斑在两点衍射斑之间没有最小值时，此时

$$\text{分辨距离}=\frac{0.5\lambda}{n'\sin U'}=\frac{0.5\lambda}{NA} \tag{5-121}$$

式中 λ——波长；

n'——象空间折射率；

U'——成象光锥边缘光线对光轴的倾斜角；

$NA=n'\sin U'$——数值孔径。

象方分辨距离可以转化为物方分辨距离，它是用象方分辨距离除以系统放大率，或者在公式（5-120），（5-121）中用物方数值孔径除。在物空间两物点的分辨角常常是有用的，由下式给出：

$$\text{瑞利分辨角}=\frac{1.22\lambda}{D}\quad(\text{弧度})$$

$$\text{斯帕罗分辨角}=\frac{\lambda}{D}\quad(\text{弧度})$$

式中 D 是光学系统有效孔径（入瞳直径）。对于观察系统，当 D 以毫米表示，分辨角以弧秒表示时，则上述分辨角各自约为 $140/D$ 和 $115/D$。

由于这些分辨率是理想光学系统的，它们常被用做设计和制造优劣的标准。一个达到瑞利判据的系统有时称为衍射极限系统。

四、切趾法和变迹法

上面所示的衍射图（图 5-26—5-27）是假想系统消除了象差和具有均匀透射率的光瞳。若是在光瞳面上透射率［公式(5-117)中 $B(u,\ v)$］不是常数，那么衍射图将被修正。一种是修正（减小）次极大的光能，另一种是修正（减小）艾利斑大小。前者被称为切趾法，后者被称为变迹法。一般情况，若是减小光瞳中心的透射率，例如光瞳中心被挡住的环形光栏衍射，虽然亮环中光能增加了（次极大更亮），但衍射图中心（艾利斑）的直径减小（如图 5-28(*b*)）。这就是变迹法，它适用于观察同等亮度高对比的细小物体，从而提高分辨

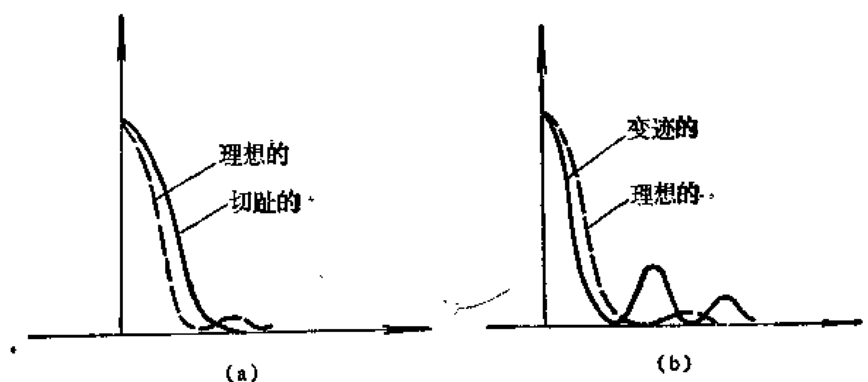


图 5-28　切趾法和变迹法
(*a*)"切掉"了次极大的衍射图；　(*b*)减小了艾利斑直径的衍射图。

率。反之，若是增加光瞳中心的透射率，例如镀以非均匀吸收膜，使得从中心到边缘透射率越来越小，这样，艾利斑的直径稍有增加，但亮环中光能减少了（次极大被"切掉"），如图 5-28(*a*) 所示。这就是切趾法，它适用于观察亮度相差很大的相邻物体，从而提高对比度以提高分辨率。

第六节　象质评价

下面叙述几种普遍采用的象质评价标准：

一、弥散斑大小

从物点发出的所有光线经系统成象所形成的弥散斑大小是一种通用的评价标准。但由于斑点内光能分布与斑点大小在确定成象质量方面是同样重要，所以这个简单标准仅对某些应用来说是满意的。一种改进办法是用经过系统成象总光能的一部分所形成斑点的大小来评价象质。在第四节中图 5-24 所描绘的光线能量分布曲线是这个方法的合理扩充。在一般情况下，点扩散函数是成象质量的完善描述。然而除较简单情况外，要由弥散斑大小来推断系统的特性是困难的。

由光线追迹或用公式（5-116）计算衍射积分，或者测量象斑，可以确定斑点大小。虽然几何光线追迹计算忽略了衍射效应，但若象差同衍射效应比较足够大，则计算结果是可用的。正如广泛承认的光线交点曲线和点列图所证明的。

仅存在三级球差时，若是调焦在近轴焦点到边缘光线焦点（边缘光线的轴上交点）距离的四分之三处，则几何弥散斑缩减至最小。在这一点上弥散斑的直径 B 为

$$B=\frac{1}{2}\delta L'_m \mathrm{tg} U'_m \qquad (5\text{-}122)$$

$\delta L'_m$——边缘光线的轴向球差；

U'_m——边缘光线与光轴的夹角。

当象点存在三级和五级球差时，若校正象差使得带球差 $\delta L'_z=1.5\delta L'_m$，并使系统调焦在从近轴焦点到带焦点距离的 83% 处（或近轴焦点到边缘焦点距离的 125% 处），则为最小

弥散斑位置。此时弥散斑直径 B 为：

$$B=\frac{1}{2}\delta L'_m \mathrm{tg} U'_m$$

$$=\frac{1}{3}\delta L'_z \mathrm{tg} U'_m \tag{5-123}$$

若校正象差使得边缘球差 $\delta L'_m=0$，并使系统调焦在近轴焦点到带焦点距离的 42% 处，则最小弥散斑直径 B 为：

$$B=0.84\delta L'_z \mathrm{tg} U'_m \tag{5-124}$$

注意上述指出的焦点位置能获得包含全部成象光能的最小弥散斑尺寸。这对于用做探测器的系统是合适的。但其余所有的实际应用，这个"最好"焦点位置是不必要的。例如应用最多的光学系统，其边缘球差是完全校正了的，并不选用几何上最小弥散斑的位置作为成象的焦点位置，而是选用上面指出的调焦距离的 2 倍，即调焦在从近轴焦点到带焦点距离的 84% 处。虽然斑点总的尺寸比较大了，但在这个焦点可以获得一个带有明亮核心的象斑。亮心的大小仅有公式（5-124）中指出的斑点直径的三分之一，但包含了约为全部光能的百分之八十（见图5-29）。

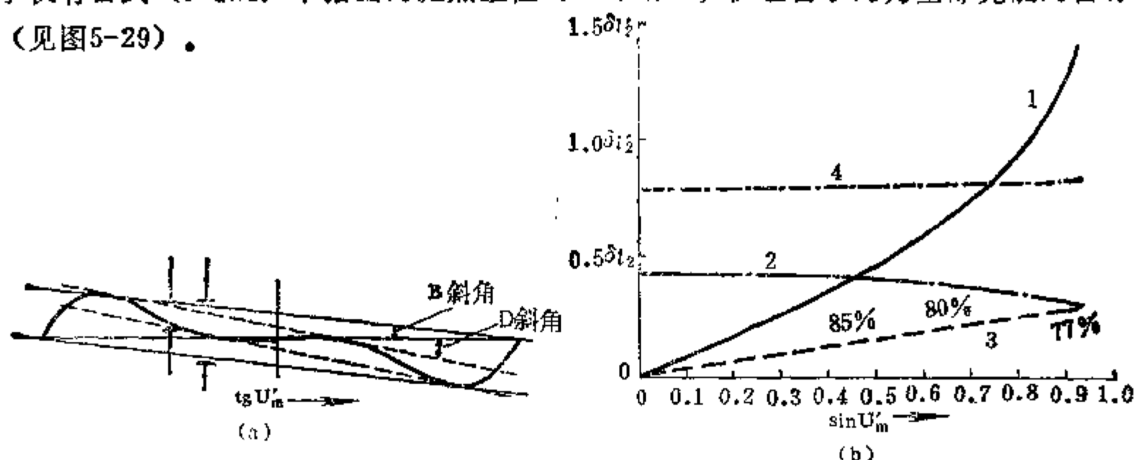


图 5-29 当有三级和五级球差时弥散斑的大小

(a)y' 作为 $\mathrm{tg}U'$ 函数的光线交点曲线，(b)曲线 1，包含 100% 成象光能的最小弥散斑直径；曲线 2，从近轴焦点到最小弥散斑（包含 100% 光能）象面的距离；曲线 3，象斑明亮核心的直径；图中沿曲线 3 指出亮心内部占总光能的百分数；曲线 4，从近轴焦点到带有明亮核心的象面的距离。

对于纯三级象差（按照第四节四至六段计算的）系统，每种象差引起的最小弥散斑直径如下：

球差： $B=\frac{1}{2}\mathrm{TSC}$；

彗差： $B_z=2\mathrm{CC}$；

$B_y=3\mathrm{CC}$；

象散和场曲： $B_z=2(\mathrm{TPC}+\mathrm{TAC})$；

$B_y=2(\mathrm{TPC}+3\mathrm{TAC})$；

象散（对最好焦点）： $B=2\mathrm{TAC}$；

轴向色差： $B=TL_{ch}C$。

二、瑞利1/4波长极限

瑞利极限说明，通过系统整个孔径的光束，若是其光程差不超过 1/4 波长，则感到所成

的象是完善的。换句话说，在出瞳面上的波前必须包含在这样两个球面之间，它们的球心均在理想象点，而半径之差小于1/4波长。当波面比较平滑消除了高级起伏时，这个极限是很可靠的判据。所以符合这个判据的系统有时描述为衍射极限系统。

对应于最大光程差为1/4波长的一级、三级和五级象差的数值如下[11]

离焦： $dL' = \pm\dfrac{\lambda}{2n'\sin^2U'_m}$

球差（三级）： $\delta L'_m = \pm\dfrac{4\lambda}{n'\sin^2U'_m}$

球差（带的）： $\delta L'_Z = \pm\dfrac{6\lambda}{n'\sin^2U'_m}$ （当 $\delta L'_m = 0$ 时）

轴向色差： $\Delta L'_{FC} = \pm\dfrac{\lambda}{n'\sin^2U'_m}$

弧矢彗差： $K'_s = \pm\dfrac{\lambda}{2n'\sin U'_m}$

这些数值是对应于选择的参考点使光程差为最小的位置。例如三级球差 $\delta L'_m = \pm 4\lambda/n'\sin^2U'_m$，是在假定焦点即参考点位于近轴焦点和远轴焦点的中间的条件下得到的，在这个中间位置使得一束光的最大光程差为最小。类似的，带球差公差 $\delta L'_Z = \pm 6\lambda/n'\sin^2U'_m$ 是假定了边缘球差校正到零而焦点(参考球心)位于近轴焦点到带焦点距离的3/4处。对于轴向色差是假定了焦点（参考球心）位于极限焦点之间。对观察系统，即假定调焦在红光与蓝光焦点之间。

当波象差是初级的，例如单纯的离焦或者仅有三级象差时，在衍射斑中，1/4波差的效应是从中心亮斑移去一些光能到周围衍射环的里面。一个完善的系统，中心亮斑应具有84%的光能，而其余衍射环只占16%。1/4波长的离焦，使中心亮斑的光能减少到68%，而其余各环占32%。这自然是一个可检测的变化，然而在实际中要看出这个变化是困难的。所以对一般的光学系统来说，象差小于1/4波长时，就认为此系统是优良的。

不言而喻，因为1/4波长极限是假定了一个平滑的波面（仅有初级象差），当波面具有高级起伏时，1/4波长是一个极限值。均方根光程差比较广泛地用来量度系统的成象质量。波长1/14的均方根光程差接近于与传统的1/4波差极限等效。

三、斯特列尔判据（用SD表示）

斯特列尔判据是有象差的象点衍射斑照度的峰值与消象差的象点照度峰值的比值。比值为0.8时与瑞利1/4波长极限等效，有较广泛的应用[10]。

系统的斯特列尔判据可以通过计算衍射斑中心的规化照度来确定。

$$SD = \left(\frac{1}{A}\iint_A e^{i2\pi\phi/\lambda}dA\right)^2 \tag{5-125}$$

积分是对整个光瞳面的，ϕ 是波面的光程差。当斯特列尔比值足够大时，比如0.8或更大，则SD可近似为

$$SD \doteq 1 - \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^2(\Delta\phi)^2 \tag{5-126}$$

式中 $(\Delta\phi)^2 = \overline{\phi^2} - (\overline{\phi})^2$

$$\bar{\phi}^n = \frac{\iint \phi^n dA}{\iint dA}$$

斯特列尔判据也等于三维的调制传递函数下面的体积除以消象差系统的调制传递函数下面的体积。

四、光学传递函数[10,11]

光学传递函数是一个复函数，它是用亮度以空间频率 ν（单位长度上的周期数）作正弦变化的线状物的成象状态来说明光学系统的性能。光学传递函数的模是调制传递函数，即MTF，也叫频率响应函数，正弦波响应函数，对比传递函数。它说明从物到象对比度（调制度）的传递；光学传递函数的幅角是成象的正弦图形对它标准位置的空间相移。

我们首先研究一维的情形。正弦目标的亮度可以表示为：

$$G(y) = b_0 + b_1 \cos 2\pi\nu y \tag{5-127}$$

式中 ν 是空间频率，y 是坐标，亮度沿着 y 而变。根据（5-127）式，亮度变化从 b_0-b_1 到 b_0+b_1。我们定义调制度是波峰波谷亮度差除以这些值之和。即目标调制度 M_0 是：

$$M_0 = \frac{b_0+b_1-(b_0-b_1)}{b_0+b_1+(b_0-b_1)} = \frac{b_1}{b_0} \tag{5-128}$$

目标的每一个线元被系统成象为线扩散函数 $L(y)$。为简化讨论，假定放大率 $=1$，透射率 $=1$，则象面上 y 处的照度 $F(y)$ 是 $G(y)$ 和 $L(y)$ 的卷积，即照度

$$F(y) = \int L(\delta)G(y-\delta)d\delta$$

$$= b_0\int L(\delta)d\delta + b_1\int L(\delta)\cos 2\pi\nu(y-\delta)d\delta \tag{5-129}$$

规化（除以 $\int L(\delta)d\delta$）之后，公式（5-129）变为：

$$F(y) = b_0 + b_1[A_c(\nu)\cos 2\pi\nu y + A_s(\nu)\sin 2\pi\nu y]$$

$$= b_0 + b_1[|A(\nu)|\cos(2\pi\nu y - \phi)] \tag{5-130}$$

$$|A(\nu)| = [A_c^2(\nu) - A_s^2(\nu)]^{1/2} \tag{5-131}$$

$$Ac(\nu) = \frac{\int L(\delta)\cos(2\pi\nu\delta)d\delta}{\int L(\delta)d\delta} \tag{5-132}$$

$$A_s(\nu) = \frac{\int L(\delta)\sin(2\pi\nu\delta)d\delta}{\int L(\delta)d\delta} \tag{5-133}$$

$$\phi = \mathrm{tg}^{-1}\frac{A_s(\nu)}{Ac(\nu)} = \cos^{-1}\frac{Ac(\nu)}{|A(\nu)|} \tag{5-134}$$

公式（5-130）是象面照度，它是为正弦波所调制的，与公式（5—127）表示的目标具有相同的空间频率，但有相角 ϕ 的位移。象调制度 M_i 是：

$$M_i = \frac{b_1}{b_0}|A(\nu)| = M_0|A(\nu)| \tag{5-135}$$

调制传递函数是象调制度与物调制度的比值。

$$\mathrm{MTF}(\nu)=\frac{M_i}{M_0}=|A(\nu)| \tag{5-136}$$

五、光学传递函数的计算

光学传递函计算有几种方法，上面是根据线扩散函数计算的。而线扩散函是由点扩散函数计算。即：

$$L(y)=\int \mathrm{P}(y,z)dz \tag{5-137}$$
$$L(z)=\int \mathrm{P}(y,z)dy$$

式中　$L(y)$，$L(z)$——线扩散函数；

$P(y,z)$——点扩散函数；

点扩散函数可用光线追迹的点列图计算，如第五节所述，或者根据（5-116）式计算。此公式建立在波面基础上，包含了衍射效应[12]。

虽然这些公式表示为积分形式，但应注意这些积分通常是数值积分。这样，例如公式（5-132），（5-137）就可用下式计算：

$$Ac(\nu)=\frac{\sum L(y)\cos(2\pi\nu y)\Delta y}{\sum L(y)\Delta y}$$
$$L(y)=\sum P(y,z)\Delta z$$

光学传递函数 OTF 的二维表示式是：

$$\mathrm{OTF}(\nu_y,\nu_z)=\frac{\iint \mathrm{P}(y,z)e^{i2\pi(\nu_y y+\nu_z z)}dydz}{\iint \mathrm{P}(y,z)dydz} \tag{5-138}$$

式中 ν_y，ν_z 是 y，z 方向上的空间频率，OTF(·)是复函数，即：

$$\mathrm{OTF}(\nu_y,\ \nu_z)=\mathrm{R_e}-i\mathrm{I_m}$$
$$\mathrm{MTF}(\nu_y,\ \nu_z)=(\mathrm{R_e^2}+\mathrm{I_m^2})^{1/2}$$
$$\phi=\mathrm{tg}^{-1}\frac{\mathrm{I_m}}{\mathrm{R_e}}=\cos^{-1}\frac{\mathrm{R_e}}{\mathrm{MTF}}$$

类似地一维表示式是：

$$\mathrm{OTF}(\nu_y)=\frac{\int L(y)e^{-i2\pi\nu_y y}dy}{\int L(y)\,dy} \tag{5-139}$$

光学传递函数也可直接由波面计算：

$$\mathrm{OTF}(\nu_y,\ \nu_z)=\frac{\iint C(u,v)C^*(u-F\lambda\nu_y,v-F\lambda\nu_z)dudv}{\iint B^2(u,v)dudv} \tag{5-140}$$

式中　C^*——C 的共轭复数；

C——光瞳函数；

$C(\nu_y,\ \nu_z)=B(\nu_y,\ \nu_z)e^{-i(2\pi/\lambda)\phi(u,v)}$；

u，v——光瞳面上光线的坐标；

F——参考球面半径；

公式（5-140）的数值计算可用下述方法进行。把光瞳分成 $s\times s=s^2$ 方形（或矩形）区域，通过每一区域中心追迹一条光线。典型的 $s=20$。通过 a，b 区域光线的光程差为 ϕ_{ab}，光线象差的两个互相垂直分量为 $\overline{Y}_{ab}$ 和 $\overline{Z}_{ab}$。

那么光学传递函数可由下式计算：

$$\mathrm{OTF}(\alpha,\beta)=\frac{1}{r}\sum_{a=1}^{s-\alpha}\sum_{b=1}^{s-\beta}[\mathrm{sinc}\,P_u\,\mathrm{sinc}\,P_v(\cos\Psi-i\sin\Psi)] \tag{5-141}$$

式中　α，β——规化的空间频率；

$\alpha=1,\ 2,\ 3,\ \cdots\cdots s$；

$\beta=1,\ 2,\ 3,\ \cdots\cdots s$；

实际频率是

$$\frac{\alpha}{s}\cdot\frac{2\,\mathrm{NA}}{\lambda},\quad\frac{\beta}{s}\cdot\frac{2\,\mathrm{NA}}{\lambda}$$

NA——数值孔径；

λ——波长；

N——光瞳面上区域的数量；

$$\mathrm{sinc}P=\frac{\sin P}{P}\text{●};$$

$$\Psi=\frac{2\pi}{\lambda}(\phi_{ab}-\phi_{cd});$$

$$c=a+\alpha,\ d=b+\beta;$$

$$P_u=-\frac{\pi}{\lambda}\cdot\frac{2\mathrm{NA}}{s}(\overline{Y}_{ab}-\overline{Y}_{cd});$$

$$P_v=-\frac{\pi}{\lambda}\cdot\frac{2\,\mathrm{NA}}{s}(\overline{Z}_{ab}-\overline{Z}_{cd});$$

$2\,\mathrm{NA}/s$——光瞳面上一个区域的角度；

$$P_u=\frac{1}{2}\Psi_u\Delta u=\frac{1}{2}\,\frac{2\pi}{\lambda}\left(\frac{\partial\phi_{ab}}{\partial u}-\frac{\partial\phi_{cd}}{\partial u}\right)\Delta u$$

$$=\frac{\pi}{\lambda}\left(-\frac{\overline{Y}_{ab}}{F}+\frac{\overline{Y}_{cd}}{F}\right)\frac{\text{光瞳直径}}{s}$$

六、特殊调制传递函数 [13-17]

本段作图表示 MTF 为频率 ν 的函数，ν_0 是截止频率。一个光学系统将不透过高于 ν_0 的频率，ν_0 可用下式计算：

$$\nu_0=\frac{2\,\mathrm{NA}}{\lambda}=\frac{1}{\lambda F}$$

式中　$\mathrm{NA}=n\sin u$——数值孔径；

$F=f'/D$——光栏指数；

截止频率也可用目标的角频率表示，即：

● sinc$P$，也可写成 soa$P$。

$\nu_c = D/\lambda$（周/弧度）

式中 D 是光学系统的有效孔径。

（一）消象差系统

一个消象差的带有均匀透明圆孔径的光学系统，其 MTF 为：

$$\mathrm{MTF}(\nu) = \frac{2}{\pi}(\phi - \cos\phi\sin\phi)$$

$$\phi = \cos^{-1}\frac{\lambda\nu}{2\,\mathrm{NA}} \qquad (5\text{-}143)$$

在图 5-30 中绘出公式（5-143）的曲线

狭缝或矩孔的 MTF 为：

$$\mathrm{MTF}(\nu) = 1 - \frac{\nu}{\nu_0} = 1 - \frac{\nu\lambda}{2\,\mathrm{NA}}$$

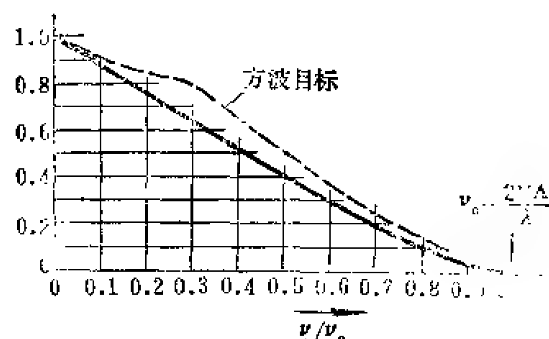


图 5-30 消象差圆孔径光学系统的调制传递函数

（二）环孔

在光瞳中心不透明时，一个消象差光学系统的 MTF 在低频部分减小，在高频部分增加。这种情况示如图5-31。注意这就是一种变迹法。

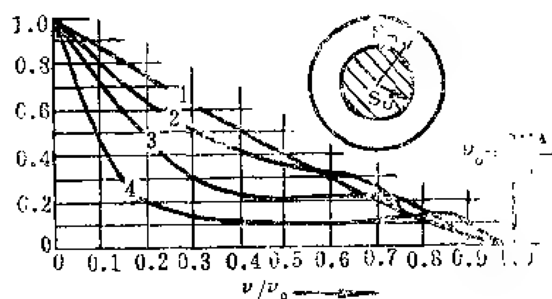


图 5-31 消象差环形孔径光学系统的调制传递函数
曲线 1，$S_0/S_m = 0.0$；
曲线 2，$S_0/S_m = 0.25$；
曲线 3，$S_0/S_m = 0.5$；
曲线 4，$S_0/S_m = 0.75$。

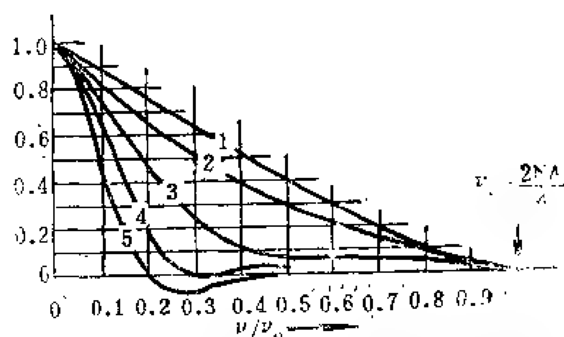


图 5-32 离焦对消象差系统调制传递函数的影响。
曲线 1，在焦点上，波象差 $W = 0$；
曲线 2，离焦量为 $\lambda/2n\sin^2 U$，$W = \lambda/4$；
曲线 3，离焦量为 $\lambda/n\sin^2 U$，$W = \lambda/2$；
曲线 4，离焦量为 $3\lambda/2n\sin^2 U$，$W = 3\lambda/4$；
曲线 5，离焦量为 $2\lambda/n\sin^2 U$，$W = \lambda$。

（三）离焦

图5-32示出象的离焦效应。焦点的位移是作为 $\sin U$ 的函数给出的，所以此图适用于任何系统。若是离焦较大，比如离焦为 $4\lambda/n\sin^2 U$ 数量级或者更大，则衍射效应常常可以忽略。离焦后的 MTF 为

$$\mathrm{MTF}(\nu) = \frac{2J_1(\pi B\nu)}{\pi B\nu} = \frac{J_1(2\pi dl'\,\mathrm{NA}\,\nu)}{\pi dl'\,\mathrm{NA}\,\nu} \qquad (5\text{-}144)$$

式中 $J_1(\cdot)$——一阶贝塞尔函数；

B——离焦产生的弥散斑直径；

dl'——轴向离焦量；

NA——数值孔径；

ν——空间频率（周/单位长度）；

公式（5-144）是系统对一个点所成的象为均匀照明圆斑时的调制传递函数。若系统所成

的象为均匀照明的狭缝或光带，则 MTF 为

$$\mathrm{MTF}(\nu)=\frac{\sin\pi W\nu}{\pi W\nu} \tag{5-145}$$

式中 W——光带或狭缝的宽度。

由公式（5-145）可以看出，当 MTF 降到零时的截止频率等于 $1/W$。这在研究象移动时产生的弥散斑是有用的。

（四）球差

图 5-33 表示光学系统存在三级球差时的调制传递函数。本图焦点是处于最佳参考面上（在近轴和边缘焦点的中间）。图5-34是有带球差时的调制传递函数，边缘球差假定已被校正，焦平面是在离近轴焦点 $0.8\delta L_z$处。

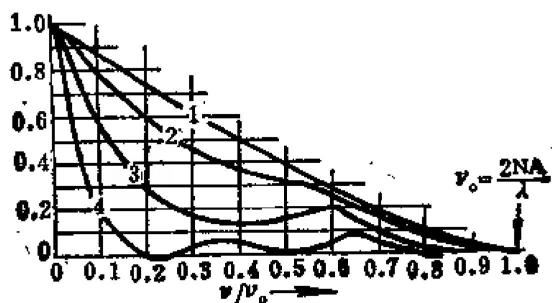


图 5-33 三级球差MTF 的影响，参考面是在近轴焦点和边缘焦点的中间。曲线1，$\delta L'_m=0, W=0$；曲线 2，$\delta L'_m=4\lambda/n\sin^2 U, W=\lambda/4$；曲线3，$\delta L'_m=8\lambda/n\sin^2 U, W=\lambda/2$；曲线 4，$\delta L'_m=16\lambda/n\sin^2 U, W=\lambda$。

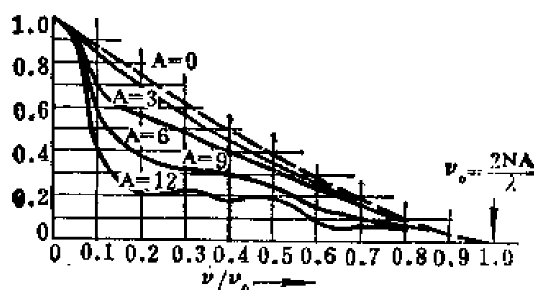


图 5-34 残余带球差对 MTE 的影响 带球差$\delta L'_z=A\lambda/\sin^2U_m$，最大横向球差 = 0.7436 $A\lambda/\sin U_m$离焦$dL'=0.8\delta L'_z=0.8A\lambda/\sin^2 U_m$。

（五）彗差

图 5-35 是有彗差时的调制传递函数曲线。因为彗差是不对称象差，不同方位的响应曲线是不相同的。本图参考点是主光线交点。

（六）高级象差

对应于瑞利 1/4 波长极限的各种相当数量初级象差的 MTF 之间有很强的类似性。这一点可参见图 5-32 到图 5-35 的曲线。相当数量的高级象差对 MTF 的影响如图 5-36 所示，它是系统出射波面具有同轴起伏波纹的响应曲线。

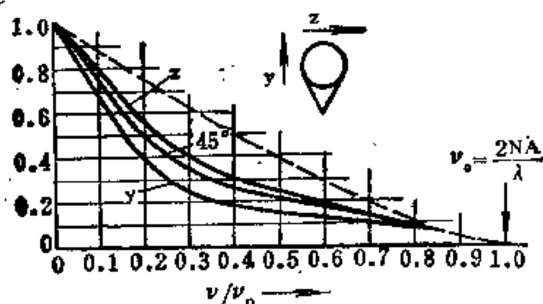


图 5-35 三级彗差对MTF的影响

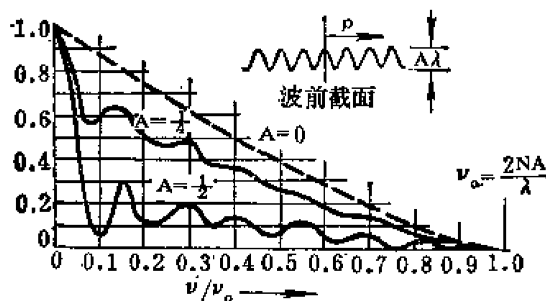


图 5-36 高级象差对 MTF 的影响。此高级象差的波面方程是：$W(\rho)=\frac{1}{2}A\lambda\cos 7\pi\rho$。

七、非正弦目标的响应[18]

光学传递函数和调制传递函数应用于亮度按正弦变化的目标成象，而不能直接应用于其他形式的目标。

用于试验光学系统的一般目标形式是方波，即作成等亮度的明暗相间的线条，当正弦波的调制传递函数已知时，则方波的调制传递因子可用下式计算：

$$S(\nu)=\frac{4}{\pi}\left[M(\nu)-\frac{M(3\nu)}{3}+\frac{M(5\nu)}{5}-\frac{M(7\nu)}{7}+\cdots\cdots\right] \tag{5-146}$$

$S(\nu)$是方波对于频率的传递因子，而$M(\nu)$是正弦波的调制传递函数 MTF。

或者反过来求$M(\nu)$，

$$M(\nu)=\frac{\pi}{4}\left[S(\nu)+\frac{S(3\nu)}{3}-\frac{S(5\nu)}{5}+\frac{S(7\nu)}{7}-\cdots\cdots\right] \tag{5-147}$$

一般对方波的响应大于对正弦波的响应。例如，一个消象差的光学系统，频率在$0.25\nu_0$到$0.5\nu_0$之间，对方波的目标的调制传递因子高出正弦波目标约为 0.1。

上述内容可用于相当范围的目标。最普通的线条形式是方波，在黑色背景上仅包含三条亮线（或者相反）。若是线条中心间隔取自频率的倒数，则调制传递因子更高于由正弦波 MTF 所表示的（见5-146 式）。对于一个消象差的系统，三线条的响应在ν_0处约为 0.07，ν_0是截止频率，对正弦波的响应在ν_0处等于零[19]。

第七节　棱镜、平板玻璃镜和反射镜

一、分色棱镜

折射棱镜的偏向角由下式给出（见图 5-37）

$$D=I_1+I_2'-A$$

式中　D——光线通过棱镜后的偏向角；

A——棱镜的顶角；

I_1——光线在第一面上的入射角；

I_2'——光线在第二面上的出射角。

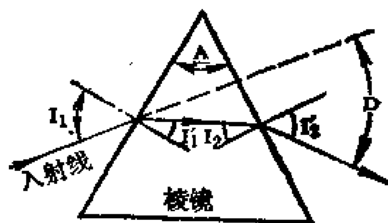


图 5-37　折射棱镜的色散

有了I_1，A和n（折射率），则I_2'可以算出：

$$\sin I_1'=\frac{1}{n}\sin I_1$$

$$I_2=A-I_1'$$

$$\sin I_2'=n\sin I_2$$

综合以上公式，可得：

$$D=I_1-A+\sin^{-1}[(n^2-\sin^2 I_1)^{1/2}\sin A-\cos A\sin I_1] \tag{5-148}$$

棱镜的色散是：

$$dD=\frac{\cos I_2\,\mathrm{tg}\,I_1'+\sin I_2}{\cos I_2'}\cdot dn \tag{5-149}$$

若在公式（5-149）两边同除以$d\lambda$，则棱镜的角色散$dD/d\lambda$可以表示为棱镜材料的色

散 $dn/d\lambda$ 的函数。

二、薄分色棱镜

若是顶角 A 很小，则公式（5-148）就成为：

$$D \approx A(n-1)\left[1+\frac{I^2(n+1)}{2n}\right] \tag{5-150}$$

式中 $I=I_1$，已忽略了 I 的乘方高于三次的项。若是 A 和 I 都很小，则偏向角 D 为：

$$D = A(n-1) \tag{5-151}$$

$$dD = D\frac{dn}{n-1} = \frac{D}{V} \tag{5-152}$$

式中 V 反比于棱镜材料的色散（即相对色散倒数），在可见光范围内，V 是阿贝数 $[V=(n_D-1)/(n_F-n_C)]$

消色差棱镜（图 5-38a）。它使光线偏向，但不产生色散。当用具有下述两个顶角的棱镜组合时，可以得到消色差棱镜。

$$A_1=\frac{DV_1}{(n_1-1)(V_1-V_2)} \qquad A_2=\frac{DV_2}{(n_2-1)(V_2-V_1)} \tag{5-153}$$

n_1，V_1 是具有顶角 A_1 棱镜的折射率和阿贝数；而 n_2，V_2 是 A_2 棱镜的。

直视棱镜（图5-38b）它使入射光线分开一个角距离 dD，但中间波长光线没有偏向。组合棱镜的顶角是：

$$A_1=\frac{dDV_1V_2}{(n_1-1)(V_2-V_1)} \qquad A_2=\frac{dDV_1V_2}{(n_2-1)(V_2-V_1)} \tag{5-154}$$

公式（5-153）和（5-154）是根据薄棱镜近似公式（5-151）和（5-152）得到的。当 A 和 I 不是无限小时，为了使结果正确，按斯涅尔定律追迹光线是需要的。也可以把每个棱镜看成由几个棱镜组成，例如 A_1 可以看成是由 n_1，V_1 材料制成的几个棱镜顶角之和。

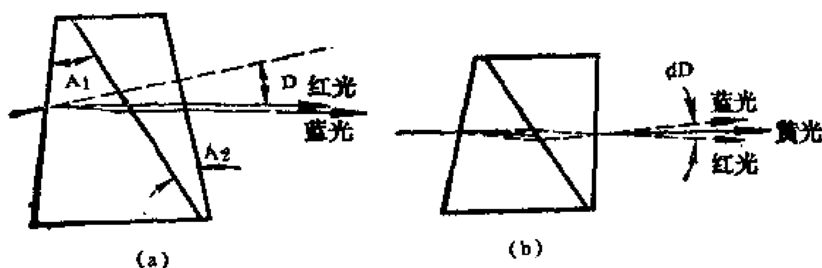


图 5-38 组合棱镜：
(a) 消色差棱镜 (b) 直视棱镜（分色棱镜）

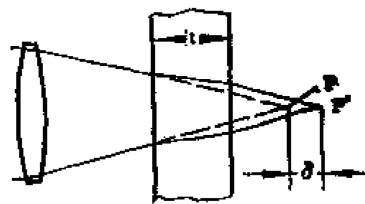


图 5-39 平板玻璃象的纵向位移

三、平行平板玻璃

位移

经过厚度为 t，折射率为 n 的平行平板玻璃形成一个近轴象时，如图 5-39，这个象即纵向移动 δ。

$$\delta=\frac{n-1}{n}\cdot t \tag{5-155}$$

平板的等效空气厚度是实际厚度减去这个象移 δ。

$$t_{eq}=t-\delta=\frac{t}{n} \tag{5-156}$$

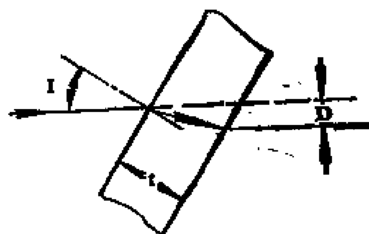


图 5-40　倾斜平板玻璃使光线横向位移

若平板玻璃相对于轴（或光线）倾斜一个角度 I，如图5-40，那么轴（或光线）将横向移动 $\bar{D}$。

$$\bar{D}=t\cos I(\tan I-\tan I')$$

$$=t\sin I\left[1-\left(\frac{1-\sin^2 I}{n^2-\sin^2 I}\right)^{1/2}\right] \tag{5-157}$$

式中 $\sin I'=n\sin I/n'$。公式（5-157）可以展成 I 的幂级数。

$$\bar{D}=\frac{tI(n-1)}{n}\left[1+\frac{I^2}{6n^2}(-n^2+3n+3)+\frac{I^4}{120n^4}(n^4-15n^3-15n^2+45n+45)+\cdots\cdots\right] \tag{1-158}$$

设角度 I 很小，则上式简化为：

$$\bar{D}=\frac{tI(n-1)}{n} \tag{5-159}$$

象差

轴向球差 $\delta L'$：

$$\delta L'=L'-l'=\frac{t}{n}\left[1-\frac{n\cos U}{(n^2-\sin^2 U)^{1/2}}\right]$$

$$\approx\frac{tU^2(n^2-1)}{2n^3}\text{（三级的）} \tag{5-160}$$

轴向象散：

$$x'_{ts}=l'_s-l'_t=\frac{t}{(n^2-\sin^2 U_s)^{1/2}}\left(\frac{n^2\cos^2 U_s}{n^2-\sin^2 U_s}-1\right)$$

$$\approx\frac{tU_s^2(n^2-1)}{n^3}\text{（三级的）} \tag{5-161}$$

弧矢慧差：

$$K'_s\approx\frac{tU^2U_s(n^2-1)}{2n^3}\text{（三级的）} \tag{5-162}$$

轴向色差：

$$\Delta L'_{FC}=l'_F-l'_C=\frac{t(n-1)}{n^2V} \tag{5-163}$$

垂轴色差：

$$\Delta Y'_{FC}=y'_F-y'_C=\frac{tU_s(n-1)}{n^2V} \tag{5-164}$$

各式中　U，u——轴向光线的倾斜角；
　　　　U_s，u_s——平板玻璃倾斜角；
　　　　t——平板玻璃厚度；
　　　　n——平板玻璃折射率；
　　　　V——阿贝数 $\nu=(n_D-1)/(n_F-n_C)$。

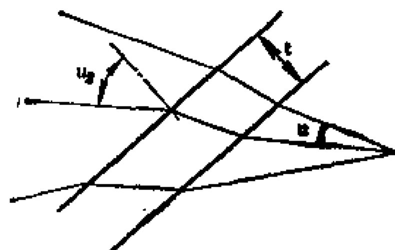


图 5-41　公式（5-160）—（5-164）中所用的量

参看图 5-41，并注意小写 u，u_s 是近轴角，用在三级象差公式中。



图 5-42　用反跳铅笔法确定反射象方向。

四、反射棱镜和反射镜系统

反射系统常用来改变象的方向，例如使简单望远镜形成的倒象变成正象。也用于使象横移或者改变光束方向，特殊的用来分象或合象。

成象方向

确定通过棱镜或反射镜成象方向的一个简单方法是用一支铅笔移向反射镜，当碰到反射镜面时，即“反跳”折回，如图 5-42 所示。用“反跳”箭头图象可以同时检验两个互相垂直象的方向，如图5-43和其他图。注意铅笔和箭头原来取向在入射面内或者与入射面垂直。若不在入射面内或不垂直于入射面，例如转动的达夫棱镜及其后来的反射具有新的入射面，那么总可在新的入射面内作第二个箭头（与原箭头夹角＝新旧入射面夹角），这个新的箭头又可按上述方法“反跳”成象。当然应当指出原来箭头的最后成象方向[20,4]

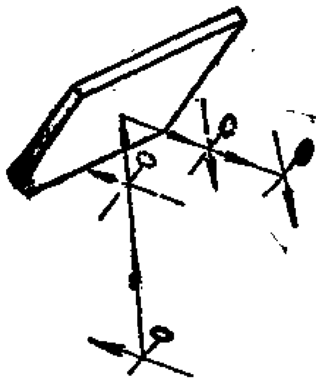


图 5-43　反射成象方向

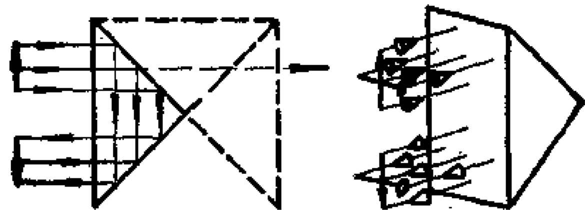


图 5-44　棱镜系统展开（左图）使得经过系统的光线可以划成一条连续直线。

棱镜展开

为了计算反射棱镜尺寸和帮助形象化，或者为了划出经过系统的光路，可以把反射系统展开。图5-44表明保罗棱镜展开过程；在每个反射面上旋转反射轴并使系统对于折叠轴对称（折叠轴是入射面与棱镜各反射表面的交线），则可使系统轴成为一条简单的直线。棱镜系统的展开图称为通道图，或直接称为展开图。它很有用，通过系统的光路可在此图上划直线构成。若光线在入射和出射表面上没有折射，则其通道长减少到 t/n，即等效的空气厚度。

棱镜系统表

表 5-2 介绍基本棱镜系统的主要特点。这里也有很多棱镜包括其全部性。能根据列出的这些基本特点，读者可以容易地组合这些系统，以适应自己特殊要求。在表 5-2 中每一个棱镜有一个插图，对棱镜的性能和重要尺寸关系，表中有简要说明。附加的棱镜如图 5-56 到图 5-58 所示。请读者注意表 5-2 中棱镜尺寸是参考尺寸 A 的函数，选择棱镜尺寸 A 与系统的极限孔径紧密相关。棱镜的实际通光孔径将等于 A 减去侵入孔径的倒棱尺寸。机械路程长度 T（即通过棱镜的轴上光线路程）和等效空气厚度 T/n 已给出。还给出了零孔径极限视场的两个近似值。F_1 是被孔径 A（在等效空气厚度 T/n 上）所限制的最大角视场。F_2 是全反射所限制的视场。F_2 虽然给出±值，但通常仅有一个方向被全反射所限制。由于 F_1 和 F_2 的计算式是近似的，有必要时应用斯涅尔定律求出精确值。本表也列出了 T/n，F_1 和 F_2 的数值（假设棱镜 $n=1.517$）；F_1 和 F_2 的值是精确的，它不同于用近似公式计算的值。

表 5-2 主要的棱镜系统

尺 寸	性 能	注 释
保罗棱镜系统Ⅰ(图 5-[illegible])		
$D=A$ $\alpha=45°$ $D^*=A\sqrt{2}$ $\beta=90°$ $T=4A+s$ $\frac{T}{n}=\frac{4A}{n}+s=2.637A+s$ $F_1\approx\pm tg^{-1}\frac{nA}{2T}=\pm10.84°$ $n=1.517$ $s=0$ $F_2\approx\pm n\left(45°-\sin^{-1}\frac{1}{n}\right)=\pm5.71°$ $n=1.517$	正象和移象	在双眼望远镜里广泛用作正象系统
保罗棱镜系统Ⅱ——阿贝改良型(图 5-46)		
$D=A$ $\alpha=45°$ $T=4A$ $\beta=90°$ $\frac{T}{n}=\frac{4A}{n}=2.637A$ $F_1\approx\pm tg^{-1}\frac{nA}{2T}=\pm10.84°$ $n=1.517$ $F_2\approx\pm n\left(45°-\sin^{-1}\frac{1}{n}\right)=\pm5.71°$ $n=1.517$	正象和移象	在双眼望远镜，显微镜中用作正象
阿贝棱镜(图 5-47)		
$B=A\sqrt{2}$ $D=0.5774A$ $\alpha=45°$ $C=1.3094A$ $L=3.4644A$ $\beta=90°$ $\gamma=60°$ $\delta=30°$ $T=5.1962A$ $\frac{T}{n}=\frac{5.1962A}{n}=3.425A$ $F_1\approx\pm tg^{-1}\frac{n}{10.3924}=\pm8.35°$ $n=1.517$	正象，没有偏向和位移	可以插入直线系统，几乎对系统没有变化（L 近乎精确地等于 T/n）
反转棱镜(图 5-46和图 5-47)		
$B=A\sqrt{2}$ $D=0.5774A$ $\alpha=45°$ $C=1.3094A$ $L=3.4644A$ $\beta=180°$ $\gamma=60°$ $\delta=30°$ $T=5.1962A$ $\frac{T}{n}=\frac{5.1962A}{n}=3.425A$ $F_1\approx\pm tg^{-1}\frac{n}{10.3924}=\pm8.35°$ $n=1.517$	转象，没有偏向和位移	除了没有屋脊，与阿贝棱镜相同，顶面(图 5-47 中尺寸C）是平的（镀银），角 $\beta=180°$，因为没有屋脊，入射角太小，所以要镀银，若棱镜转动，则象以 2 倍速度转动。

续表

尺寸	性能	注释
直角棱镜（45°－90°－45° 棱镜）（图 5-49）		
$B=A\sqrt{2}$ $\alpha=45°$ $T=A$ $\beta=90°$ $\frac{T}{n}=\frac{A}{n}=0.659A$ $F_1\approx\pm tg^{-1}\frac{n}{2}=\pm 42.7°$ $n=1.517$ $F_2\approx\pm n\left(45°-\sin^{-1}\frac{1}{n}\right)=\pm 5.71°$ $n=1.517$	光束转向90°	很多棱镜系统的基本构造单元
直角棱镜（单个保罗棱镜）（图 5-50）		
$T=2A$ $\alpha=45°$ $\frac{T}{n}=\frac{2A}{n}=1.319A$ $\beta=90°$ $F_1\approx\pm tg^{-1}\frac{n}{4}=\pm 21.6°$ $n=1.517$ $F_2\approx\pm n\left(45°-\sin^{-1}\frac{1}{n}\right)=\pm 5.71°$ $n=1.517$	光束转向180°	这是一个倒转180°方向的常转向棱镜，出射光线与原光线平行但反向。
阿米西棱镜（屋脊棱镜）（图 5-51）		
$B=A\sqrt{2}$ $\alpha=45°$ $C=\frac{A}{\sqrt{8}}$ $\beta=90°$ $T=1.707A$ $\frac{T}{n}=\frac{1.707A}{n}=1.125A$ $F_1\approx\pm tg^{-1}\frac{4}{3.414}=\pm 23.96°$ $n=1.517$	光束转向90°	屋脊对直角棱镜的效果是增加了一个转象作用。
五棱镜（图 5-52）		
$B=1.0824A$ $\alpha=45°$ $T=3.4142A$ $\beta=90°$ $\frac{T}{n}=\frac{3.4142A}{n}=2.251A$ $F_1\approx\pm tg^{-1}\frac{n}{6.828}=\pm 12.52°$ $n=1.517$	光束转向90°但不改变象的方向	这是一个90°常转向棱镜，反射面必须镀银或镀铝，有时为了转象，把一个反射面做成屋脊，成为五角屋脊棱镜
达夫棱镜❶（图 5-53）		
$B=A\left(1+\frac{(n^2-\sin^2\alpha)^{1/2}+\sin\alpha}{(n^2-\sin^2\alpha)^{1/2}-\sin\alpha}\right)=4.2271A$ $T=\frac{nA}{\sin\alpha(n^2-\sin^2\alpha)^{1/2}-\sin\alpha}=3.3787A$ $\alpha=45°$	转象，没有偏向和位移	由通道图可以看出，这个棱镜是等效于倾斜的平行平板玻璃，若用在会聚或发散光路中，它将产生象散；若棱镜绕轴转动，则象以2倍于

续表

尺寸	性能	注释
$\frac{T}{n}=\frac{3.3787A}{n}=2.227A$ $F_1\approx\pm tg^{-1}\frac{n}{6.7574}=\pm 12.65°$　$n=1.517$		棱镜的转角转动；反面射有时做成屋脊形；双达夫棱镜是两个成对达夫棱镜的镀银反射面被胶在一起构成，以获得更有利的孔径长度比。
[illegible]献棱镜（图 5-54）		
$B=1.8284A$　$L=1.2071A$　$\alpha=45°$ $C=1.0824A$　$T=4.6213A$　$\beta=22\frac{1}{2}°$ $x=0.2071A$　$\gamma=67\frac{1}{2}°$ $\frac{T}{n}=\frac{4.6213A}{n}=3.046A$ $F_1\approx\pm tg^{-1}\frac{n}{9.2426}=\pm 9.45°$　$n=1.517$ $F_2\approx\pm n\left(45°-\sin^{-1}\frac{1}{n}\right)=\pm 5.71°$　$n=1.517$	转象，光束没有偏转和位移	转动棱镜时，象以2倍速度转动；表面C镀银或镀铝；C面之一可以制成不镀银的屋脊面，使成为正象棱镜
施密特系统（图 5-55）		
$B=1.4142A$　$\alpha=45°$ $C=1.0824A$　$\beta=90°$ $x=0.1A$（任意的） $y=1.8478x=0.1848A$ $T=3.4142A$ $\frac{T}{n}=\frac{3.4142A}{n}=2.251A$ $F_1\approx\pm tg^{-1}\frac{n}{6.8284}=\pm 12.52°$　$n=1.517$ $F_2\approx\pm n\left(45°-\sin^{-1}\frac{1}{n}\right)=\pm 5.17°$　$n=1.517$	正象，光束转向45°	

❶ 达夫棱镜，有时称道威棱镜。

表中图例如下

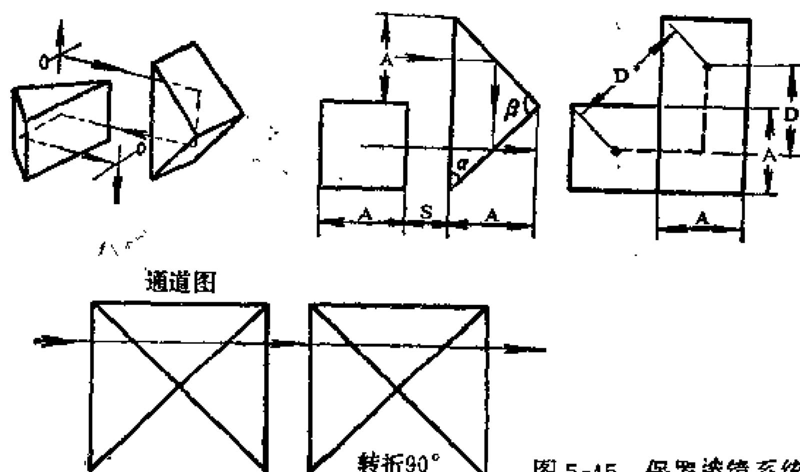


图 5-45　保罗棱镜系统 I（见表 5-2）

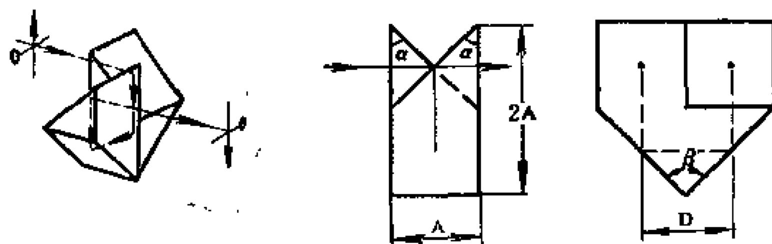


图5-46　保罗棱镜系统Ⅱ——阿贝改良型（见表5-2）。注意通道图与图5-45基本相同。

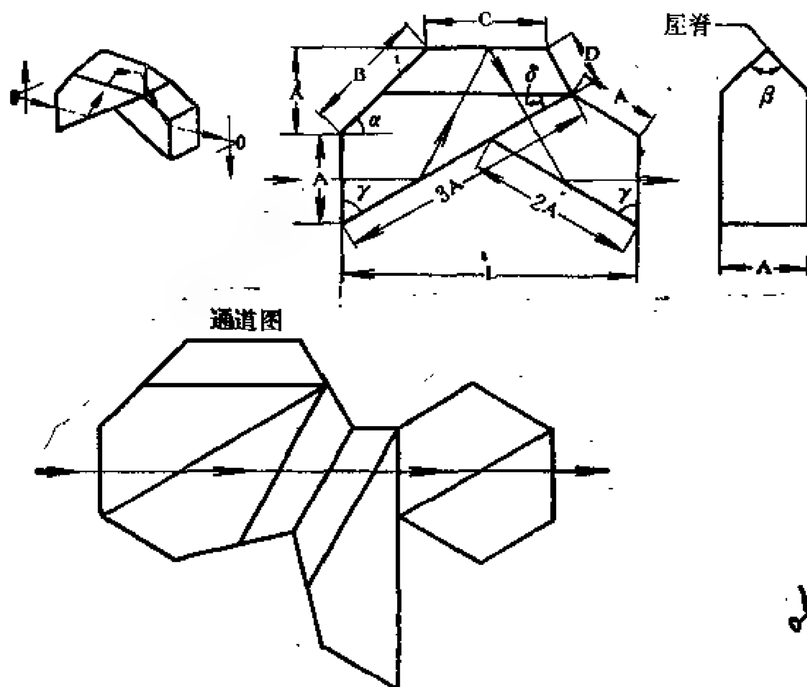


图5-47　阿贝棱镜（见表5-2）



图5-48　倒象棱镜（见表5-2）

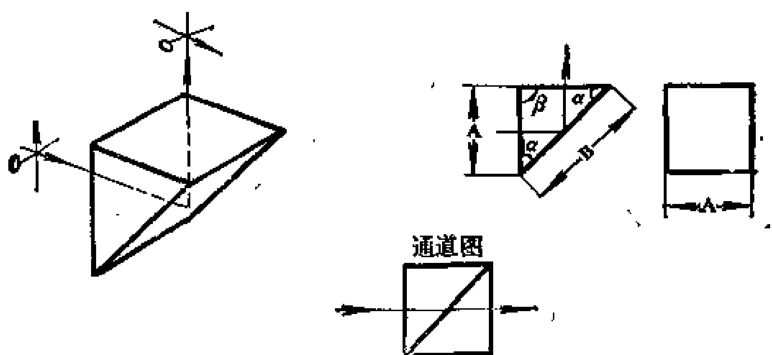


图5-49　直角棱镜（见表5-2）

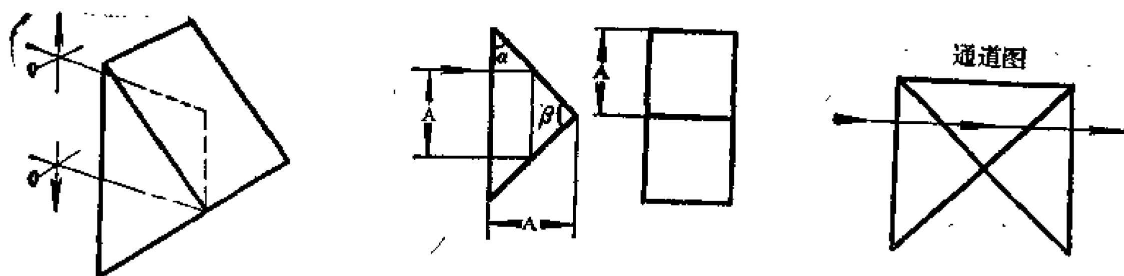


图5-50　直角棱镜或单块保罗棱镜（见表5-2）

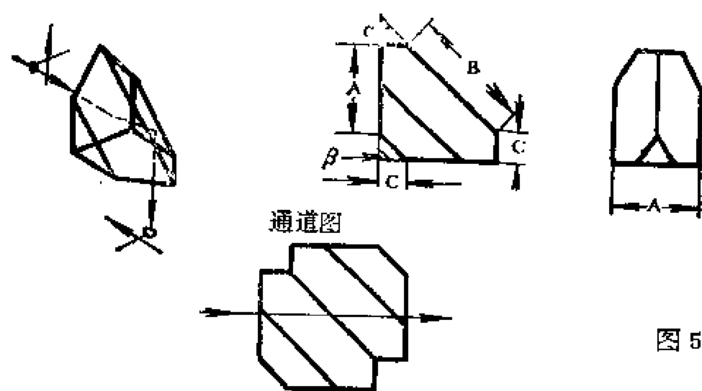


图 5-51　阿米西或屋脊棱镜（见表 5-2）

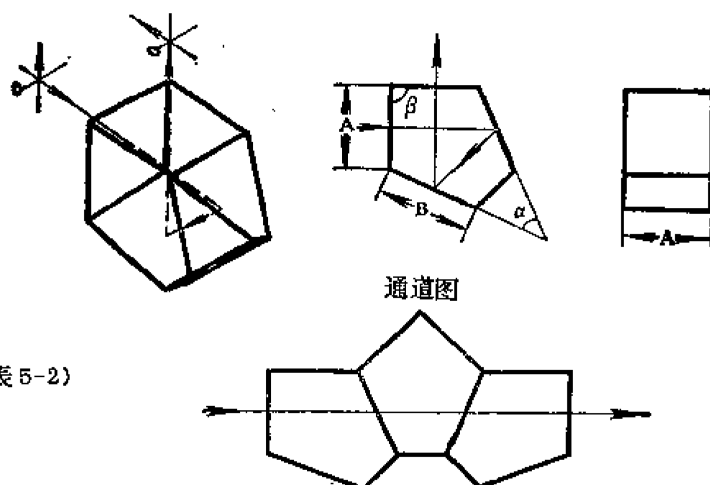


图 5-52　五棱镜（见表 5-2）

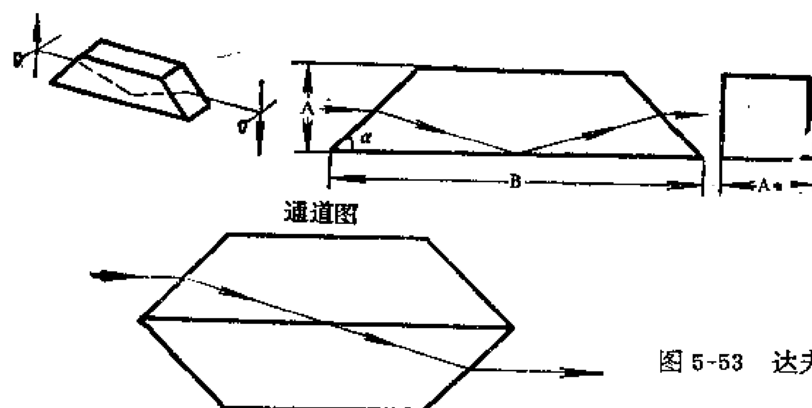


图 5-53　达夫棱镜（见表 5-2）

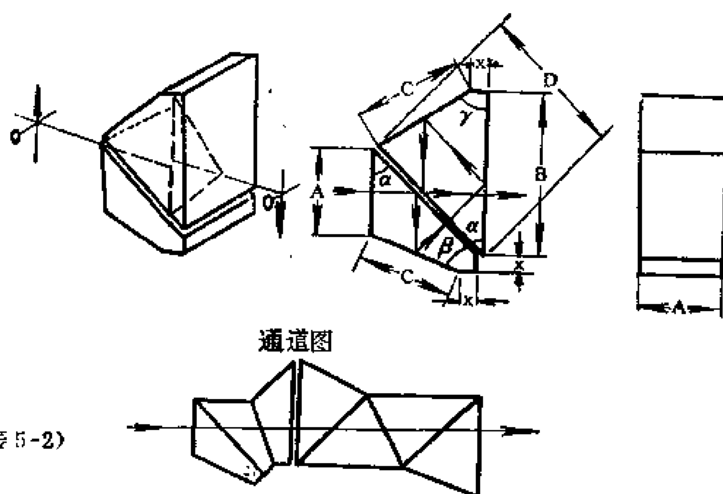


图 5-54　佩献棱镜（见表 5-2）

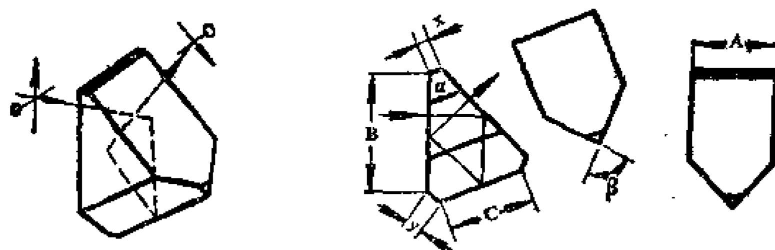


图5-55　施密特棱镜（见表5-2）

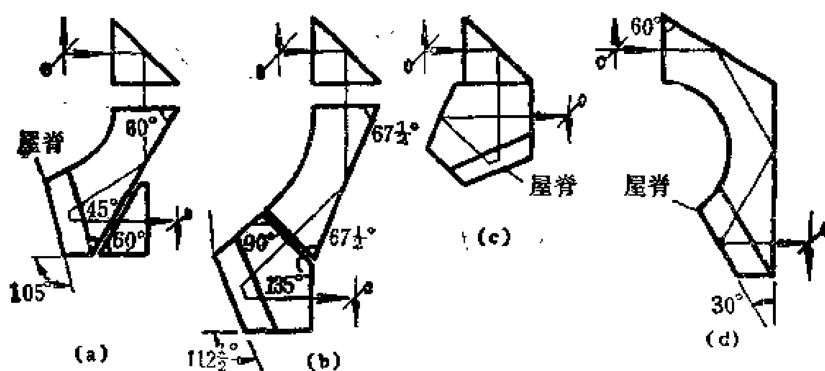


图5-56　正象棱镜系统：(*a*) 卡尔蔡司系统；(*b*) 哥尔茨棱镜系统；(*c*) 亨索特棱镜；注意屋脊可以放在90°～45°棱镜上，但五角棱镜的两个反射面必须镀银。(*d*) 列曼棱镜。

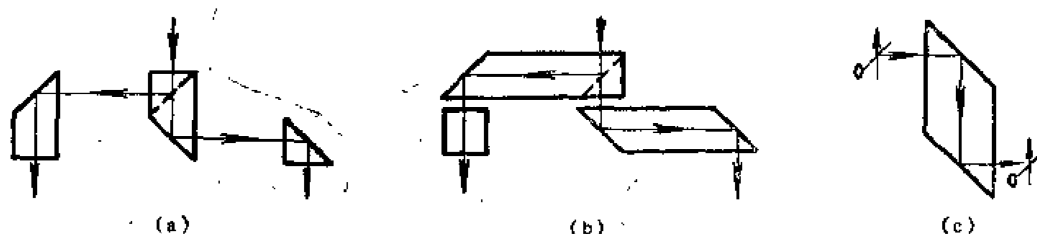


图5-57　(*a*) 和 (*b*) 棱镜系统用于双目镜。出瞳之间距离可以调整：(*a*) 是向内向外移动棱镜；(*b*) 是绕中心公共轴转动棱镜；(*c*) 菱形棱镜，用于使象位移，但不改变方向。

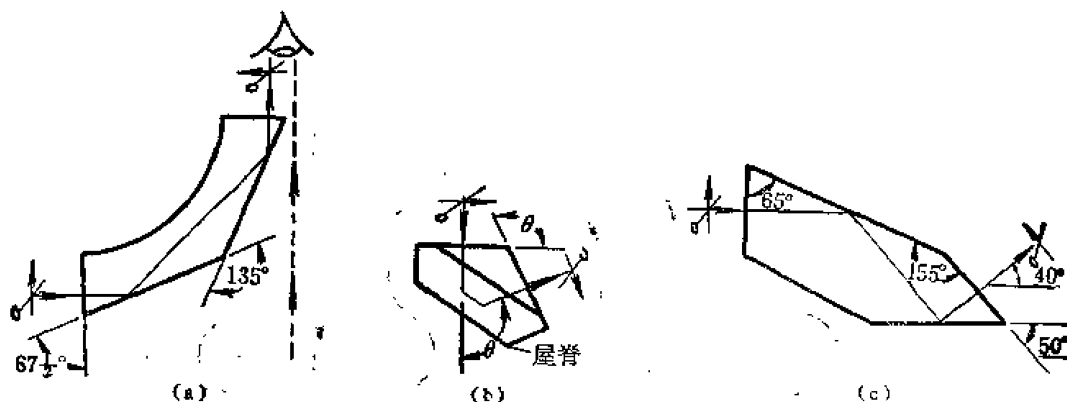


图5-58　(*a*) 渥拉斯顿棱镜（用于显画镜）；(*b*) 弗兰克福德棱镜；(*c*) 40°偏向棱镜。

第八节 基本光学系统

一、光栏和孔径

孔径光栏 限制光学系统从轴上点发出的光锥大小的实体。

入射光瞳 是孔径光栏由物体和此光栏之间的元件（如果有）所成的象；这个象从物方可以看到。

出射光瞳 是孔径光栏由它后面的元件所成的象。

眼点距离 对于观察仪器例如望远镜和显微镜，从其最后表面到出瞳的距离（通常在外面）。

视场光栏 限制光学系统视场角大小的实体。

入射窗 是视场光栏由此光栏和物体之间的元件所成的象。若是视场光栏处在象平面上，则入射窗就与物面重合。

出射窗 是视场光栏由它后面的元件所成的象。

虽然孔径光栏和视场光栏在设计好的系统里通常是确定好了的，但这不是通用的必要条件。特别是视场光栏，它可以多于一个；若这些光栏不在象平面上，将产生渐晕现象，当视场增加时逐渐减小出射光瞳，或者说遮蔽了出瞳边缘。

有些系统，特别是变形系统；在子午方向上光栏可以完全不同于其他方向上的。

二、望远镜

天文望远镜 由一个正物镜和一个正目镜组成，它有一个中间实象，最后的象是倒的（图5-59(*a*)）。

伽里略望远镜 由一个正物镜和一个负目镜组成，最后的象是正的，它没有中间实象（图5-59(*b*)）。

陆地望远镜 在天文望远镜中加一个正象系统，最后的象是正的，用做正象系统的可以是透镜，如图5-59(*c*)；也可以是棱镜，加上一节所讨论的棱镜系统（图5-59(*c*)）。

望远镜是一个无焦系统，即没有焦距。物和象都处在无限远，望远镜的角放大率是象的表观张角与物体张角之比。当物体中心在光轴上时，这个放大率是象方和物方半视场角正切之比。

一般望远镜的角放大率由下式给出：

$$\Gamma = -\frac{f_0'}{f_e'} \qquad (3\text{-}165)$$

式中 f_0' 是物镜系统的焦矩，f_e' 是目镜系统的焦距，正放大率指的是正象。对陆地望远镜，正象系统可以看成是物镜部分（$f_0'^{*}=f_0' l_2/l_1$），或者看成目镜部分（$f_e'^{*}=f_e' l_1/l_2$），这样，望远镜的放大率是：

$$\beta = -f_0' l_2/f_e' l_1$$

式中 l_2/l_1 是正象系统的放大率。

无焦系统 任一无焦系统，其放大率，光瞳直径和视场有如下关系：

$$\Gamma=\frac{D}{D'}=\frac{\tan\omega'}{\tan\omega} \qquad (5\text{-}166)$$

式中　Γ——放大率；

D——入瞳直径；

D'——出瞳直径；

ω——物空间半视场角；

ω'——象空间半视场角。

见图 5-59(d)。

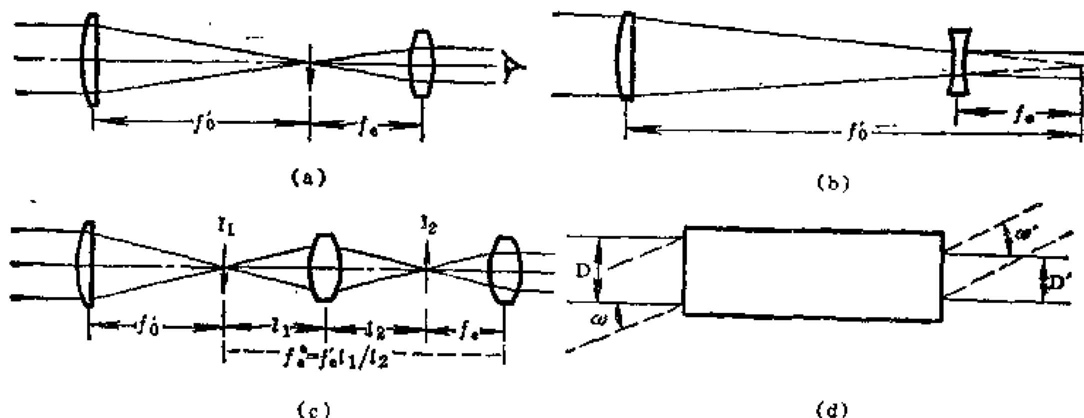


图 5 59　基本望远镜简图：(a) 天文望远镜；(b) 伽里略望远镜；(c) 正象（陆地）望远镜；(d) 一般无焦系统。

中转透镜　中转透镜或系统用于纵向传递象从一个位置到另一个位置。图 5-59(c) 中的中间元件用于传递象从I_1到I_2，在这个过程中还使象颠倒了方向。几个中转透镜系列可以传递象通过一个有限直径的长孔。

场镜　场镜通常是一个正透镜，位于象面附近或在象面上，它用于改变光瞳位置而不大改变系统的放大率。场镜常常使光瞳成象到系统的后面元件，以防止成象的发散光束逸出到视场的外部。

图 5-60 示出一个场镜和中转透镜交错的系统，一则说明中转透镜沿着系统传递象，二则说明场镜使光瞳成象从一个中转透镜到另一个中转透镜上面。这就是潜望镜用的基本系统。

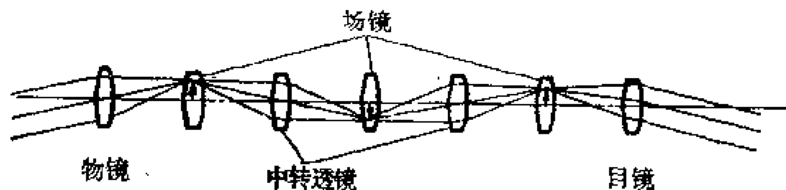


图 5-60　中转透镜和场镜系列，可用于传递一个象通过狭长的空间，如潜望镜。

三、显微镜

简单显微镜和大放镜　简单显微镜是一个单块正透镜，用来放大处于焦点内或焦点上的物体。显微镜的放大率定义为象的表观张角与观察处在明视距离上的物体张角之比。在忽略

透镜到眼的距离情况下，图 5-61 所示的简单显微镜的放大率 M 是：

$$M=\frac{250}{f'}-\frac{250}{l'} \tag{5-167}$$

若物体在焦点上，成像必在无限远(即 $l'=\infty$)，则 $M=250/f'$。若是系统成象在 $l'=-250$ 毫米处，则 $M=1+250/f'$。这些是用来确定放大镜和目镜放大率的方便公式。

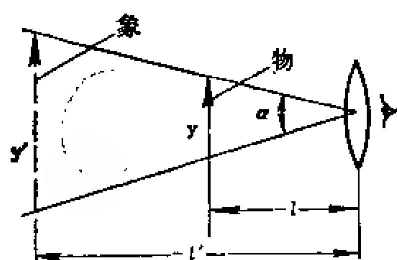


图 5-61　简单显微镜或放大镜

复合显微镜　复合显微镜由生成中间象的物镜和用来观察此象的目镜组成。放大率的定义与简单显微镜一样，参考图 5-62，由下式给出：

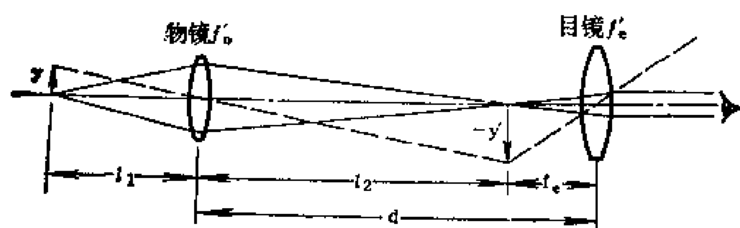


图 5-62　复合显微镜

$$M=\frac{250}{f'_{eo}}=\frac{(f'_e+f'_o-d)\times 250}{f'_e f'_o} \tag{5-168}$$

或
$$M=M_oM_e=\frac{l_2}{l_1}\cdot\frac{250}{f'_e}. \tag{5-169}$$

注意显微镜和望远镜有一个不清楚的区域，在这个区域内规定放大率不清楚。对于系统当物体在近处时(但不如显微镜那么近)，可以得到十分不同的放大率：它与定义有关，取决于是按照放大率等于象的表观张角与物体在实际位置张角之比（如望远镜放大率），还是与假想物体在明视距离时张角之比（如显微镜放大率）来计算。

关于显微物镜和目镜的详细资料请参阅第十九章。

四、投影镜和聚光镜

在投影一个照明象面时，利用聚光镜收聚从光源发出的有用能量，并提供稳定均匀的照明（尽管光源可以是很不均匀的）。一般光源辐射能可以利用的部分是有限的。假设光源有平均辐射（或亮度）L，投影系统有面积为 A 的出瞳，又设照明表面对出瞳所张的立体角为 Ω，那么很明显，最大可能的出射光能是 $tLA\Omega$ 瓦特（或流明），这里 t 是系统上透射率。对最大尺寸光瞳有一个附加限制：它能被光充满。利用光学不变量 $I=n(y_zu-yu_z)$ 和正弦条件 $\sin U_0/\sin U_k=$ 常数，它显示出 $D\omega/s$ 的绝对值不超过 1，这里 D 是有用出瞳直径，ω 是半视场角，s 是光源直径。这样最大有用出瞳直径被限制到 s/ω，而在实际上出瞳有效利用这个尺寸的一半常常是困难的，因为有象差。

若是光源的辐射（或者亮度）足够均匀，光源可以直接成象在被照明的区域。例如弧光灯照明活动画片的投影。弧光几乎直接被椭圆反射镜（消除球差）成象在片门上，这片门又被投影镜成象在屏幕上。

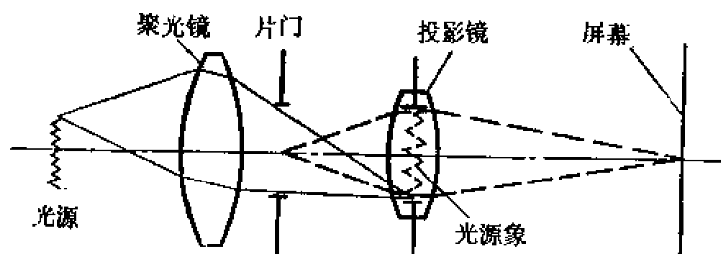


图 5-63　投影聚光系统简图

若是光源不均匀，那么可以使光源成象在投影镜的孔径光栏上，以获得均匀的照明，这样的光源就

成为系统的光瞳了，如图 5-63 所示。

由于聚光镜仅能收聚一个方向的辐射，所以常常在光源后面安置一个辅助反射镜，以收聚另一个方向上的光能，使其反向进入于光学系统。球心在光源上的球面反射镜使光源成像反回到本身上。依据光源结构，这个加反射镜的情况几乎可以增加一倍的平均辐射能，或者单纯地增加光源温度。

五、光管

光管由抛光的管壁多次反射来传导辐射从入射面到出射面，在很多方面它们与大规模的光学纤维作用相同[21]。图 5-64 所示是通过柱形光管的光路，图 5-65 所示是通过光管追迹光线的简便方法，即利用展开技巧，使反射光线拉成直线[22]。

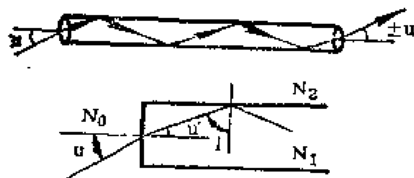


图 5-64 利用全反射，光可以高效率地通过长的抛光圆柱体

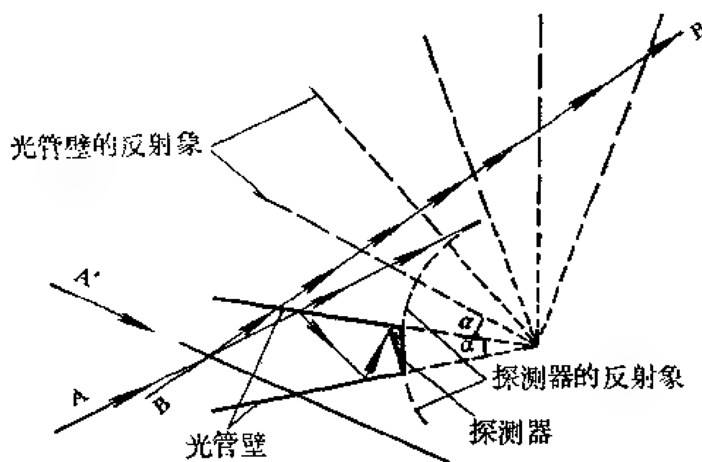


图 5-65 利用展开图追迹通过锥形光管光线

图 5-65 所示光管是锥形的，利用它在大端收集光线并使光线聚集到小端，或者反过来。注意光线 A 与光管轴所成的角是锥形光管直径的反函数；在大端这个角是小的，随着每次反射这个角逐渐增加。这个关系与无焦系统用的公式（5-166）类似。（光线 B 以过大的角度入射，它实际是返回向后射出光管）。这样一个光管可用于扩大或缩小光束的尺寸，或者用于增大或减小光束的发散角。光管也可用作搅频器去混合或解除相互关联的光束。

光管可以是圆锥形或棱锥形，空管或实心，做成实心的光管能够利用全反射以提高透射效率。在实心入射面上的折射减小了射入角度从而增加了光管的接收角度；光线在光管内被全反射收集到出射面上。

六、探测器光学系统

光学系统常与辐射探测器或传感器联用：①传播入射能尽可能均匀地覆盖探测器表面；②收集尽可能多的光能在尽可能小的探测器上；③限制视场。

探测器能够小到什么程度有一个限制；对任何光学系统，$A\omega/nD$ 不能大于 1，此处 A 是系统入瞳的有效直径，ω 是系统的半视场，D 是探测器直径，n 是探测器所在媒质的折射率。$A\omega/nD$ 大于 1 的系统不可能有。在 $A\omega/nD$ 大于 0.5 的条件下，欲设计一个满意的光学系统常常是困难的。

场镜 探测器系统中的场镜与投影系统中的聚光镜很相似。场镜通常放在（或者靠近）

中间象面位置以收聚辐射能到探测器上。如图5-66所示，使场镜能将物镜系统的出瞳成象在探测器上，一般说来是最满意的安排。

浸没透镜　若是探测器浸没（即光学接触）在半球或超半球的平面上，那么一个小的探测器可以代替一个较大的探测器来用。若在曲率中心处带有探测器（如半球透镜），透镜不产生任何球差或慧差（见第四节），却可以使探测器的表观尺寸增加 n 倍，如图5-67所示。若是利用齐明点 $t=R(n+1)/n$（如超半球透镜），那么这个表观尺寸可以增大到 n^2 倍，但是这种增益不是都可利用的，因为上面已提到一个限制 $1.0 \geqslant A\omega/nD$。

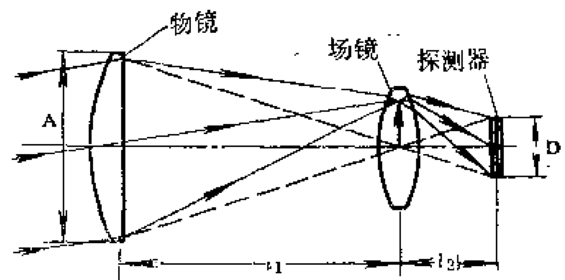


图5-66　辐射仪简图，它具有一个场镜（增大视场）和一个小的探测器

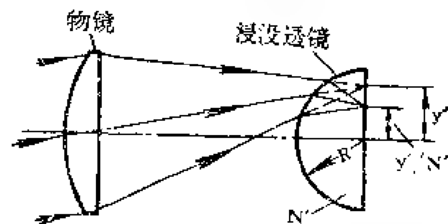


图5-67　半球浸没透镜与光学系统（位于球心），象的线性尺寸减小到 $\frac{1}{N'}$ 倍，N' 是透镜折射率

七、水下光学系统[23-24]

一般光学系统，例如照相机，常改用于水下（水的折射率1.33），安装在密封外壳的平面玻璃窗的后面。窗两边折射率的不同，产生某些影响。视场角约减小25%，畸变是产生了，还有垂轴色差。从斯涅耳定律（第一节）考虑这些是很明显的。对有限距离物体，还引起了一些其他的象差。

换一个圆顶玻璃窗，圆顶的球面与光学系统的入瞳同心。这样可避免畸变，垂轴色差和平面窗引起的视场变窄现象。光学系统要重新聚焦，以补偿圆顶负的光焦度。若圆顶强烈弯曲，就要引起大的象差。关于水下光学系统在高速摄影中的应用，参阅第十八章第八节的有关部份。

第九节　光学系统的成象特性

一、弥散斑

在下面几节将叙述若干较简单系统的性能，通常以最佳焦点弥散斑的角直径 β（以弧度计）来衡量，弥散斑是由一定的象差产生的。在这里，最佳焦点是指包含全部光能的最小的象斑直径。对轴外情况，这意味着一个弯曲的象面。除了衍射极限外，本节所有内容是建立在几何光学基础上的，并且都是依据三级象差理论。在所有情况下物在无限远，否则需另加说明，折射率是假定为1.5到1.6。这些关系式中很多已被作成计算图表。所用的符号是：

B——弥散斑的线直径；

$\beta=\frac{B}{f'}$——弥散斑的角直径（弧度）

f'——光学系统的焦距；

n——透镜材料的折射率；

V——阿贝数或其相当值（等效值）V_{eq}；

$$V = \frac{n_D - 1}{n_F - n_C}, \text{ 或 } V_{eq} = \frac{n-1}{\Delta n}$$

R——曲率半径；

$c = 1/R$——表面曲率；

$F = f'/D$——光栏指数；

D——入瞳直径；

ω——半视场角（弧度）；

d——弯月校正板的厚度；

L_r——从反射镜到孔径光栏的距离。

当n个象差的弥散斑大小都是可用的，它们的总和提供了成象斑点的保守、偏大的估算。若给出了象差的大小，那么弥散斑的角直径β可以计算：

球差：$$\beta = \frac{TSC}{2f'}$$

彗差：$$\beta = \frac{CC}{f'} \text{（弧矢的）}$$

$$\beta = 3\frac{CC}{f'} \text{（子午的）}$$

象散：$$\beta = 2\frac{TAC}{f'}$$

场曲：$$\beta = \frac{2(TPC + TAC)}{f'} \text{（弧矢的）}$$

$$\beta = \frac{2(TPC + 3TAC)}{f'} \text{（子午的）}$$

二、衍射极限

一个消象差系统，其点象衍射斑的第一暗环直径是：

$$\beta = \frac{2.44\lambda}{D} \text{（弧度）}$$

在这个直径里包含象点能量的84%。在下面讨论中，当弥散斑尺寸小于这个指出的β值时，则意味着象差的影响与衍射效应比较起来是小的。

三、折射系统

1. 产生最小球差的简单薄透镜形状

球差：$\beta = K/F^3$（弧度）

这里 $$K = \begin{cases} 0.067 & n = 1.5 \\ 0.027 & n = 2.0 \\ 0.0129 & n = 3.0 \\ 0.0087 & n = 4.0 \end{cases}$$

色差：$$\beta = \frac{1}{2VF} \text{（弧度）}$$

弧矢彗差： $\beta = \frac{\omega}{16(n+2)F^2}$ （弧度）。

象散： $\beta = \frac{\omega^2}{2F}$ （弧度）

式中　$F = f'/D$ 是光栏指数。

图 5-68 指出了薄透镜的形状和它的球面象差之间的关系。

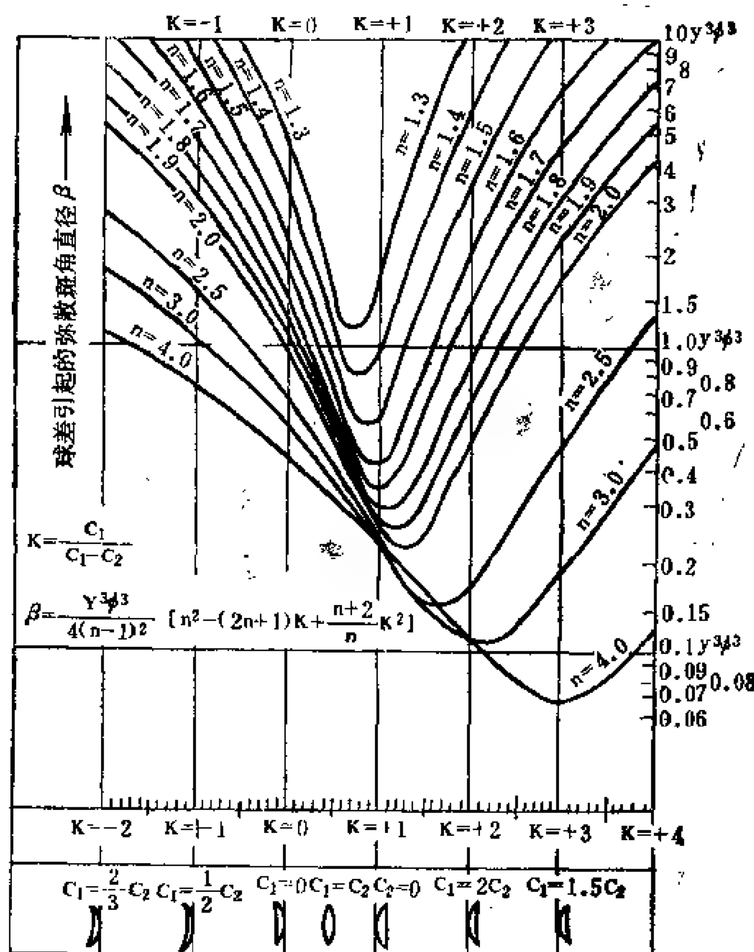


图 5-68　简单透镜的弥散斑角直径（由球差产生）作为不同折射率透镜形状的函数。物体在无穷远。

2．简单薄透镜分成几个单元

把一个薄透镜分成两个或更多的单元能减小球差。图 5-69 对由一，二，三，或四个单元（等光焦度）组成的系统表示出了作为折射率的函数的球差，每一个单元都做成具有最小球差的形状。图 5-69 是下面方程式的曲线图：

$$\delta L' = \sum_{j=1}^{i} \delta L'_j$$

$$\delta L'_j = \frac{-\rho^2\phi_i n[4n-1-4j(j-1)(n-1)^2]}{8i^3(n-1)^2(n+2)}$$

式中　i——单元总数；

ρ——半孔径；

$\phi_i = \frac{\phi}{i}$——每个单元的光力；

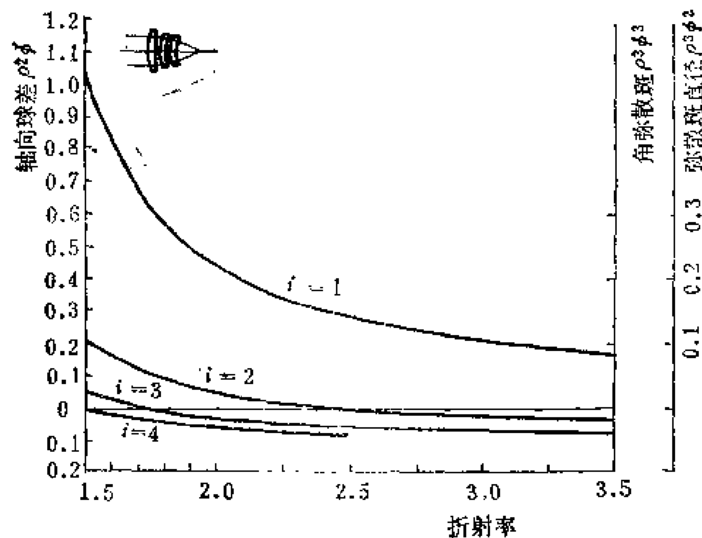


图 5-69　每一弯曲形状都是具有最小球差的一系列简单薄透镜的球差

n——单元的折射率；

j——单元序号。

四、反射系统

（1）球面反射镜

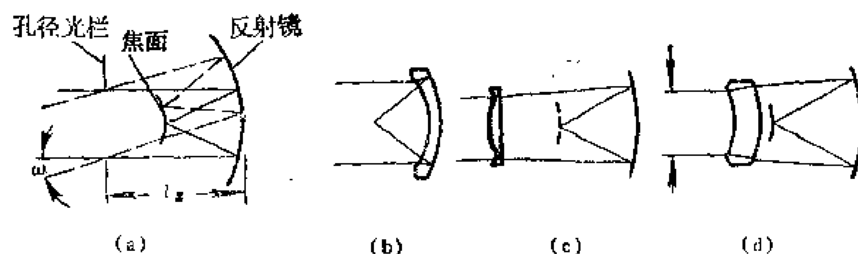


图 5-70　几个反射光学系统的简图

(*a*)球面反射镜，(*b*)曼金反射镜，(*c*)施密特系统，(*d*)弯月镜校正系统(后同心反射镜)。

如图 5-70(*a*)球面反射镜：

球差：　　$\beta=\dfrac{1}{128\,F^3}$　(弧度)

弧矢彗差：　　$\beta=\dfrac{(L_z-R)\omega}{16\,RF^2}$　(弧度)

象散：　　$\beta=\dfrac{(L_z-R)^2\omega^2}{2\,R^2F}$　(弧度)

如果光栏放在曲率中心，则 $L_z=R$，彗差和象散都等于零；象成在半径为$\dfrac{R}{2}=f'$ 的球面上，这时仅有球差。

（2）抛物面反射镜

球差：　　$\beta=0.0$

弧矢彗差：　　$\beta=\dfrac{\omega}{16F^2}$　(弧度)

象散：
$$\beta=-\frac{(L_z+f')^2\omega^2}{2f'^2F}\ (\text{弧度})$$

当光栏放在焦面时没有象散($L_z=-f'$)

(3) 两反射镜系统

如图 5-71 所示两个反射镜系统的三级象差可用第四节的公式计算。

对于光栏在第一个反射镜上的两反射镜系统，导出下列公式。

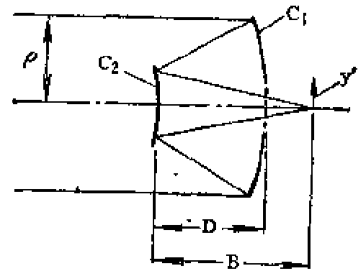


图 5-71　两反射镜系统

$$c_1=\frac{B-f'}{2Df'}\qquad c_2=\frac{B+D-f'}{2DB}$$

$$\sum TSC=\rho^3[f'(B-f')^3+64D^3f'^4K_1+B(f'-D-B)(f'+D-B)^2-64B^4D^3K_2]/8D^3f'^3$$

$$\sum CC=y'\rho^2[2f'(B-f')^2+(f'-D-B)(f'+D-B)(D-f'-B)-64B^3D^3K_2]/8D^2f'^3$$

$$\sum TAC=y'^2\rho[4Bf'(B-f')+(f'-D-B)(D-f'-B)^2-64B^3D^3K_2]/8BDf'^3$$

$$\sum TPC=\frac{y'^2[Df'-(B-f')^2]}{2BDf'^2}$$

式中　c_1——第一反射镜的曲率；

c_2——第二个反射镜的曲率；

B——镜 2 到焦点的距离；

D——镜之间的间隔（用正号）；

ρ——系统的半孔径（镜 1 的光线高度）；

K_1，K_2——镜 1 和镜 2 的四级非球面变形系数；

y'——象高。

几个普通的两反射镜系统公式导出如下。

经典的卡色格林系统　有一个抛物面主镜和双曲面辅镜，校正了球差。

$$K_1=\frac{(f'-B)^3}{64D^3f'^3},\quad K_2=\frac{(f'-D-B)(f'+D-B)^2}{64B^3D^3}$$

$$\sum TSC=0.0$$

$$\sum CC=\frac{y'\rho^2}{4f'^2}$$

$$\sum TAC=\frac{y'^2\rho(D-f')}{2Bf'^2}$$

里奇—克雷田卡色格林系统　具有两个校正了球差和彗差的非球面。

$$K_1=\frac{2BD^2-(B-f')^3}{64D^3f'^3}$$

$$K_2=[2f'(B-f')^2+(f'-D-B)(f'+D-B)(D-f'-B)]/64B^3D^3$$

$$\sum TSC=0.0\qquad \sum CC=0.0$$

$$\sum TAC=\frac{y'^2\rho(D-2f')}{4Bf'^2}$$

球面主镜和非球面辅镜构成的两反射镜系统

$$K_1 = 0.0$$
$$K_2 = [f'(B-f')^3 - B(f'-D-B)(f'+D-B)^2]/64B^4D^3$$
$$\sum TSC = 0.0$$
$$\sum CC = y'\rho^2[2BD^2 - (B-f')^3]/8BD^2f'^2$$
$$\sum TAC = y'^2\rho[(f'-B)^3 + 4BD(D-f')]/8B^2Df'^2$$

非球面主镜和球面辅镜构成的两反射镜系统

$$K_1 = [f'(f'-B)^3 - B(f'-D-B)(f'+D-B)^2]/64D^3f'^4$$
$$K_2 = 0.0 \qquad \sum TSC = 0.0$$
$$\sum CC = y'\rho^2[2f'(B-f')^2 + (f'-D-B)(f'+D-B)(D-f'-B)]/8D^2f'^3$$
$$\sum TAC = y'^2\rho[4Bf'(B-f') + (f'-D-B)(D-f'-B)^2]/8DBf'^3$$

五、折反射系统

(1) 曼金反射镜

作成校正边缘球差形状（见图 5-70(b)）[25]

带球差： $\beta \approx \frac{0.25\times10^{-3}}{F^4}$ （弧度）

色差： $\beta \approx \frac{1}{6VF}$ （弧度）

弧矢彗差： $\beta \approx \frac{\omega}{32F^3}$ （弧度）

象散： $\beta \approx \frac{\omega^2}{2F}$ （弧度）

(2) 施密特系统

校正板的中性带是在 0.866（见图 5-70c）

球面相差： $\beta = 0.0$

球差的色变化： $\beta = \frac{1}{256VF^3}$ （弧度）

高级象差： $\beta_t = \frac{\omega^2}{24F^3}$ （弧度）

注意高级象差常通过再聚焦减小二倍。给出的 β_t 值是子午象差，弧矢弥散斑大约是 β_t 的 $\frac{1}{16}$。如果校正板的中性带是在 0.707，则色差弥散斑将是上面指出值的两倍。

校正板的近似非球面（这个非球面将校正球差，并使色差影响减到最小）可由下式给出：

$$\pm x = \frac{1}{2}cy^2 - ky^4$$

$$c = \frac{-3}{128(n-1)f'F^2} = -3\rho_m^2 k_0$$

这里 $k_0 = \frac{1}{32(n-1)f'^3}$

$$k = k_0\left[1 - \frac{2}{64F^2}\right]^2$$

式中　x——非球面的凹度；

y —对称轴到量度 x 那点的距离；

n——非球面校正板的折射率；

f'——反射镜的焦距（负号）；

ρ_m——非球面的半通光孔径。

(3) 正弯月镜校正系统

马克苏托夫色差校正弯月镜

$$c_2 = \begin{cases} \dfrac{n^2 c_1}{n^2 + dc_1(1-n^2)} & 对\ \dfrac{d\varphi}{dn} = 0 \\ \dfrac{c_1[n^2 - c_1 d(n-1)^2]}{[c_1 d(n-1) - n]^2} & 对\ \dfrac{dl'}{dn} = 0 \end{cases}$$

布沃斯同心系统　校正了边缘球差，见图 5-70(d)

带球差：$\beta \approx \dfrac{10^{-4}}{(d/f' + 0.06)F^5}$（弧度）

色差：　$\beta = \dfrac{df'\Delta n}{2n^2 V R_1 R_2 F}$（弧度）

光栏在布沃斯同心系统所有表面的共同曲率中心，彗差和象散是零。

布沃斯校正同心系统　非球面校正板在光栏处。

更高级象差：$\beta \doteq \dfrac{9.75(\omega + 7.2\omega^3) \times 10^{-6}}{F^{6.5}}$（弧度）

第十节　光学设计

一、设计步骤

光学设计是选择和安排光学系统的材料，曲率和间隔，使得系统的成象性能符合应用要求。一般设计过程基本是减小象差到可以忽略不计或者小到可以接受的程度。设计过程可以概括为以下几个步骤：

①选择系统的类型；

②分配元件的光焦度和间隔，以控制成象大小，位置，色差和场曲；

③校正初级象差；

④减小残余象差（高级象差）。

每个步骤可以包括几个环节，重复地循环这几个步骤可以完成设计过程，并是必需的[5—6, 26]。

二、确定元件的光焦度和间隔

三级象差贡献公式（第四节几何象差理论）对确定元件初始光焦度和间隔是很有用的。在这个阶段薄透镜公式特别有用。通常所要解决的问题可以表达成为满足这些薄透镜公式组中的一个或多个，公式组如下：

要求的光焦度：　$\phi=\dfrac{\sum h_i\phi_i}{h_1}$

要求的后截距：　$l'=\dfrac{h_k}{h_1\phi}$

要求的轴向色差：$l'_F-l'_C=-\dfrac{1}{u_K'^2}\sum\dfrac{h_i^2\phi_i}{V_i}$

要求的垂轴色差：$y'_F-y'_C=-\dfrac{1}{u'_K}\sum\dfrac{h_ih_{zi}\phi_i}{V_i}$

要求的场曲：　$P_et_z=-\dfrac{y'^2}{2u'_K}\sum\dfrac{\phi_i}{n_i}$

设计阶段的要求通常可以公式表示，还能合理地直接解出，例如联立求解上述的公式组。这些公式可以解出需要的元件的光焦度 ϕ，光线的入射高度 h_i 和 h_{zi} 或者由入射高度所决定的间隔。注意色差，场曲和系统的光焦度仅由元件的光焦度和间隔来控制，而元件的形状对控制这些特性是没有效的。

消色差　对消色差的双胶合组，可以应用上述第一和第三个公式解出各元件的光焦度：

$$\phi_a=\frac{V_a\phi}{V_a-V_b},\qquad \phi_b=\frac{V_b\phi}{V_b-V_a}.$$

三、元件的形状

其余四种象差（球差，彗差，象散和畸变）是靠元件的弯曲（形状）来控制（然而元件之光焦度和光线高度也影响这些象差）。形状是指元件两表面间总的曲率分配($c=c_1-c_2$)。第四节中薄透镜象差公式表明，这些象差趋向于透镜形状的二次函数，对于复杂的系统，直接解联立方程是少有的。

解决问题的一个有用方法是作出每个元件的象差贡献曲线(作为元件形状的函数)。这个曲线有助于问题形象化，特别是象差方程无解的时候。它对找出单个元件象差小的形状也是有用的。通常最好的设计是来自接近于这些形状的结构。

可以找到一个或多个曲线解，这个解通常不足以精确到取得最后设计的结果，还须采用不同的校正方法。从象差曲线图或者计算可以得到象差 A_j 对参变量 p_i 的偏导数。有的象差 A_j 可以计算，象差的期望值 A'_j 就决定了。由于曲线解是概略地接近于最后解，它是假设象差与变量之间的关系是线性的，即：

$$A'=A+\frac{\partial A}{\partial p_1}\Delta p_1+\frac{\partial A}{\partial p_2}\Delta p_2+\cdots+\frac{\partial A}{\partial p_k}\Delta p_k$$

故可以由一组几个线性方程（包括 k 个未知数）解出参变量的增量 Δp_i，以求得一组象差期望值 A'_j。

$$A'_j=A_j+\sum_{i=1}^{i=K}\frac{\partial A_j}{\partial p_i}\Delta p_i\qquad j=1,\ 2,\ \cdots,\ n$$

这个近似解是重复地进行直至系统收敛于某一个解。注意作为弯曲函数的象差曲线的用途，在于保证解的存在和足够数目的偏导数$\dfrac{\partial A}{\partial p}$。

四、残余象差

当初级象差校正后，系统的成象质量决定于残余象差，常常需要减小这些残余象差的数

值，以使系统达到予期的程度。通常应用如下方法中的一个或几个。

①有意改变对校正初级象差不起作用的参量。

②把一个元件（通常是象差贡献较大的）分成两个单元。

③把一个单元改换成胶合件（通常至少是局部消色差）。

④颠倒组元中单元的次序。

⑤修正系统的间隔，形状或者减小产生严重象差的表面或元件的光焦度。

五、自动设计[3,27—29]

上述设计过程可用适当的程序由电子计算机自动进行。问题说明如下，即：用调整一组变量的方法来控制一组象差到某一期望值或最小值。所谓象差可以是常规的光学象差，光线交点到参考点的偏差、焦距，或边缘厚度，或光学系统任何一个可以确定的特性。可调整的变量是光学系统的结构参数，这些通常是表面曲率，非球面变形系数，表面之间间隔，折射率及其色散，或者它们的组合。

一般来说，象差不是变量的线性函数。处理问题时假定象差与变量的关系是线性的，在这个假定条件下，求解能够产生预期的象差改变量的参数变化量。由于象差与变量的关系实际是非线性的，所以“解”通常不是精确的。然而，如果合理地选择了初始系统，这个“解”与初始点比较就有可能接近期望的状态。这个过程重复进行直至获得满意的解。

数学解式最好以矩阵表达。下面的通用公式包括了很多特殊情况。

F 是 n 个象差 f_1，$f_2\cdots$，f_n 期望改变量的 $n\times1$ 矩阵。系统修正以使这期望改变量正确实现。

G^* 是 m 个象差 g_1，g_2，$\cdots$，g_m 期望改变量的 $m\times1$ 矩阵。g 是最小二乘法的最小化象差。

W 是用于最小化象差的权因子 w_1，$w_2\cdots$，w_m 的对角矩阵 $m\times m$。

C 是用于参数改变量权因子 c_1，$c_2\cdots$，c_j 的对角矩阵 $j\times j$。

X 是得到一个解所必需的参数 x_1，x_2，$\cdots$，x_j 的改变量 $j\times1$ 矩阵。

期望的解是①由 f_1，f_2，$\cdots$，f_n 所改变的 F 象差值是正确的，②使误差函数

$$E=\sum_{i=1}^{i=j}(c_i x_i)^2+\sum_{k=1}^{k=m}w_k^2(g_k-g_k')^2$$

最小化。这里 $(g-g')$ 表示 G^* 象差的期望改变量与其要求值间的差值。

A 是 n 个“准确”象差对 j 个变量的偏导数 a_{11}，$\cdots$，a_{1j}，$\cdots$，a_{n1}，$\cdots$，a_{nj} 的 $n\times j$ 矩阵。

B^* 是 m 个最小化象差对 j 个变量的偏导数 b_{11}，$\cdots$，b_{1j}，$\cdots$，b_{m1}，$\cdots$，b_{mj} 的 $m\times j$ 矩阵。

解可由矩阵方程得到

$$X=(B^TB+C)^{-1}(A^TL+B^TG)$$

这里　$L=[A(B^TB+C)^{-1}A^T]^{-1}[F-A(B^TB+C)^{-1}B^TG]$

L 是标量乘数矩阵 $n\times1$。上标 T 表示转置矩阵，上标 -1 表示逆矩阵。又

$$B=WB^*,\ G=WG^*.$$

准确解　若用“准确”象差，那么 B^*，B，G^*，G 和 W 不存在，那么解简化为：

$$X = C^{-1}A^T(AC^{-1}A^T)^{-1}F$$

注意应使误差函数 $E = \sum(c_i x_i)^2$ 最小，以使这个解应尽可能接近初始点。

阻尼最小二乘解 另一方面，若是用最小化象差，那么 A 和 F 不存在，那么解简化为：

$$X = (B^T B + C)^{-1} B^T G$$

这就是阻尼最小二乘解，通常写为：

$$X = (B^T B + KI)^{-1} B^T G$$

这里 I 是单位矩阵，K 是正阻尼因子，当象差和变量的关系是在高度非线性区域时 K 取大些，当接近线性时 K 取小些。阻尼特性可用于加权参量由 KC 代替 KI。

第十一节 计算实例

一、概述

计算实例仅限于应用光线追迹和成象位置公式。一般说来，通过实例计算可以消除对公式的错误应用。对每个例子适用的公式仅引用数字表示，公式中诸项的含义，要参考原来的公式。

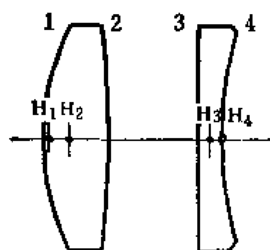


图 5—72 两元件光学系统

所有的一级（近轴）计算是根据同一个光学系统进行的，这个系统包含一个双凸透镜和一个跟在双凸透镜后的平凹透镜；这些例子计算主要涉及到物体成象的位置，物体放在第一个面左方的 100 个单位处。系统组成如图5-72，它的数据见表 5-3。

表 5-3，两元件光学系统的数据

	空气	表面 1	介质 1	表面 2	介质 2	表面 3	介质 3	表面 4	空气
半径 R	…	+10.0	…	−50.0	…	∞	…	+20.0	
曲率 c	…	+0.1	…	−0.02	…	0.00	…	+0.05	
厚度 d	…	…	3.0	…	3.0	…	2.0	…	
折射率 n	1.0	…	1.5	…	1.0	…	2.0	…	1.0

二、组元焦距和基点的计算

参看表 5-3 和上一段的数据。第一个单元的焦距由公式（5-26）求出：

$$\phi = (1.5-1) \times \left[+0.1-(-0.02)+3\times0.1\times(-0.02)\times\frac{1.5-1}{1.5}\right]$$

$$= 0.5\times(0.1+0.02-0.002)$$

$$= 0.059$$

$$f' = \frac{1}{\phi} = \frac{1}{0.059} = +16.949153$$

象方顶焦点由公式（5-27）求出：

$$l'_F = 16.949153\times\left(1-3\times0.1\times\frac{1.5-1}{1.5}\right) = +15.254237$$

第二主点 H_2 到第二个表面的距离是：

$$f'-l'_F = 16.949153-15.254237 = +1.694915$$

物方顶焦点 l_F 可由反方向计算元件象方顶焦点得到（注意要改变曲率的符号）。

$$-l_F = 16.949153\times\left[1-3\times(+0.02)\times\frac{1.5-1}{1.5}\right]$$

$$l_F = -16.610169$$

第一表面到第一主点 H_1 的距离是：

$$f'+l_F = 16.949153+(-16.610169) = +0.338983.$$

类似的对于第二个单元，由公式（5-26）

$$\phi = (2.0-1)\times\left(0-0.05+2\times0\times0.05\times\frac{2.0-1}{2.0}\right) = -0.05$$

$$f' = \frac{1}{\phi} = -20.0$$

由公式 5-27，

象方顶焦点 $l'_F = -20\times\left(1-2\times0\times\frac{2-1}{2}\right) = -20.0$

这样第二个主点 H_4 位于表面 4 上。

$$-l_F = -20\times\left[1-2\times(-0.05)\times\frac{2-1}{2}\right]$$

$$l_F = +21.0$$

这样第一主点 H_3 位于表面 3 的右方 1.0 处。

组元的焦距也能由第二节中叙述的公式（5-7）到（5-16）求出。参看本节第六段用这些公式对实例进行的计算。

三、两组元基点的计算

参看表 5-3 和本节第一段所列的数据。本系统由两个单元组成，它们中间由一个距离 $d = 1.694915+3.0+1.0 = 5.694915$（从 H_2 到 H_3 的距离）分开。由公式（5-31），

$$\phi_{ab} = +0.059+(-0.05)-5.694915\times0.059\times(-0.05) = +0.0258$$

$$f'_{ab} = \frac{1}{\phi_{ab}} = +38.759690.$$

由公式（5-33）

象方顶焦点 $l'_F = 38.759690\times\frac{16.949153-5.694915}{16.949153} = +25.736435$

由公式（5-34）

物方顶焦点 $-l_F = 38.759690\times\frac{-20-5.694915}{-20} = +49.796347.$

系统的焦距是对组元的外边主点 H_1 和 H_4 而言的。从透镜表面起算的象方顶焦点是与上面由公式（5-33）算出的相同，因为 H_4 在表面 4 上。从第一个表面到系统的物方焦点的距离是 $-49.796347+0.338983 = -49.457364.$

系统的第一个主点是在第一个表面的左方49.457364－38.759690＝10.697674处，第二个主点是在第四个表面的左方 38.759690－25.736434＝13.023256 处。

四、系统成象

参看表 5-3 和本节第一段所列的数据。物体放在第一个表面的左方 100 个单位处，也就是系统的第一主点的左方 100－10.697674＝89.302326 处。我们可用公式（5-1）确定象所在的位置。

$$\frac{1}{l'}=\frac{1}{-89.302326}+\frac{1}{38.759690}=+0.0146021$$

$$l'=+68.483378.$$

由于这个距离是从系统的第二个主点测量的，所以象在表面 4 的右方。

68.483378－13.023256＝55.460122 处。

物体放在第一个焦点的左方 100－49.457364＝50.542636 处。象的位置由公式（5-2）确定：

$$x'=\frac{-(38.759690)^2}{-50.542636}=+29.723688$$

从表面 4 到象的距离是25.736435＋29.723688＝55.460123，它与公式（5-1）算得的位置非常符合。

系统的垂轴放大率，由公式（5-3）

$$\beta=\frac{y'}{y}=\frac{l'}{l}=\frac{68.483378}{-89.302326}=-0.7668712=\frac{f'}{x}=\frac{38.759690}{-50.542636}=-0.7668712$$

$$=\frac{x'}{f}=\frac{-29.723689}{38.759690}=-0.7668712$$

五、按单元进行光线追迹

参看表 5-3 和本节第一段所列的数据。

物距：100＋0.338983＝100.338983（物体到 H_1）

单元 A 的光焦度：$\phi_A=0.059$

间隔：$d=1.694915+3+1=5.694915$（H_2 到 H_3）

单元 B 的光焦度：$\phi_B=-0.05$

物体发出的光线以一倾斜角 $u_1=-0.01$ 射到第一个单元（在它的第一主平面上）。

由公式（3-30）　　$h_A=0-100.338983\times(-0.01)=+1.0033898$

由公式（5-29）　　$u'_A=-0.01+1.0033898\times0.059=+0.0492$

由公式（5-30）　　$h_B=1.0033898-5.694915\times0.0492=+0.7232$

由公式（5-29）　　$u'_B=+0.0492+0.7232\times(-0.05)=+0.01304$

光线与轴相交在 $l'_B=0.7232/0.01304=55.460123$，（因为单元 B 的第二主平面与表面 4 重合），这距离是从表面 4 或 H_4 到象点的距离。

垂轴放大率由重新整理公式（5-18）得到：

$$\beta=\frac{y'}{y}=\frac{nu}{n'u'}=\frac{1\times(-0.01)}{1\times0.01304}=-0.7668712.$$

象的位置和放大率与上一段确定的相符合。

六、逐面进行近轴光线追迹

参看表 5-3 和本节第一段所列的数据。还有另一方法确定象的位置，就是通过系统追迹一条傍轴光线（用第二节的公式）。如果我们从物体的轴上交点追迹光线（物体在离第一个表面 100 个单位处）并假定光线射到第一个表面离轴 1 个单位处，公式（5-7）给出：

$$n_1u_1=\frac{1.0\times1.0}{-100}=-0.01$$

然后

$$n_1'u_1'=-0.01+(1.5-1.0)\times1\times0.1=+0.04$$

$$h_2=1.0-3\times\frac{0.04}{1.5}=0.92$$

$$n_2'u_2'=+0.04+(1-1.5)\times0.92\times(-0.02)=+0.0492$$

$$h_3=0.92-3\times\frac{0.0492}{1.0}=0.7724$$

$$n_3'u_3'=+0.0492+(2-1)\times0.0$$

$$h_4=0.7724-2\times\frac{0.0492}{2}=0.7232$$

$$n_4'u_4'=+0.0492+(1-2)\times0.7232\times0.05=+0.01304$$

这里 $n'u'$ 是由公式（5-9）给出，h 由公式（5-10）给出。最后光线与轴交点可由公式（5-15）找到。

不仅是象的位置与上述的计算符合，而且光线的倾角在单元之前，单元之间，单元之后的都与上一段（第五段）相符合。

焦距、象方顶焦点和物方顶焦点和基点可由公式（5-9）和（5-10）容易地计算出来。简单的以 $u_1=0.0$ 任意高度 h 追迹一条光线。如果 h_k 与 u_k' 分别是光线在系统最后表面上的高度和表面后的倾斜角，那么焦距是 h_1/u_k'，象方顶焦点是 h_k/u_k'。或交替地追迹两条互不相关的光线。由公式（5-23）到（5-25）算出焦距和顶焦点的位置。

七、三级象差，面贡献

对于本段和下一段实例计算是用施密特系统，物镜包括安置在球面反射镜曲率中心的一个折射非球面校正板，如图 5-73 所示。

第二节公式可用于此系统，它的结构参数如下：

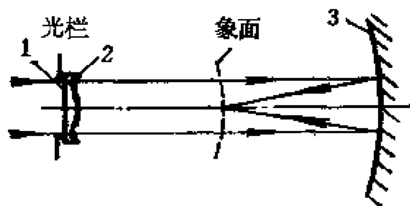


图 5—73　施密特系统

$c_1=0.0$	
$d_1=0.25$	$n_D=1.5$
$c_2=-0.00075$	$n_F=1.5056$
$d_2=20.0$	$n_C=1.4976$
$c_3=-0.05$	$A_4=0.61566\times10^{-4}$
$d_3=-9.962359$	$n_2=1.0$
象面曲率 $c_I=-0.10$	$n_3=-1.0$

表 5-4 施密特物镜系统计算

	公 式	空 气	表 面 1	介 质 1	表 面 2	介 质 2	表 面 3	空 气
曲 率 c			0.00		−0.00075		−0.05	
厚 度 d				0.25		20.0		
折射率 n		1.0		1.5		1.0		−1.00
Δn		0.0		0.008		0.0		0.00
h	(5-14)		2.0		2.0		1.985	
i	(5-11)		0.0		−0.0015		−0.1	
u	(5-13)	0.0		0.0		+0.00075		−0.19925
$u'-i$			0.0		+0.00225		−0.09925	
$f'=10.037641$ $\quad l_F=-9.962359$								
h_z	(5-14)		0.0		+0.0293883		+3.535768	
i_z	(5-11)		+0.17633		+0.1175313		−0.0014694	
u_z	(5-13)	−0.17633		−0.1175533		−0.1763190		−0.1792578
u'_z-i_z			−0.2938833		−0.2938503		−0.1777884	

由公式（5-15）和（5-16）：$l'_z=-19.836057$ $\quad y'=1.769937$

续　表

	公　式	表　面　1	表　面　2	表　面　3
$\frac{n(n'-n)}{2n}$		+0.1666667	−0.375	1.00
B	(5-98)	0.00	−0.0047851	−0.5586436
B_s	(5-99)	0.00	+0.0091828	−1.7925886
$TSC_{sph}=Bi^2y$	(5-91)	0.00	-0.019×10^{-6}	−0.009888
$CC_{sph}=Bii_sy$	(5-92)	0.00	$+1.49\times10^{-6}$	−0.0001453
$TAC_{sph}=Bi_s^2y$	(5-93)	0.00	−0.000117	−0.00000213
TPC	(5-94)	0.00	−0.000078	+0.031209
$\Delta n-n\frac{\Delta n'}{n'}$		−0.00533	+0.008	0.0
$TL_{ch}C$	(5-96)	0.0	−0.000120	0.0
$T_{ch}C$	(5-97)	+0.009440	−0.009438	0.0
$u_s'^2-u_s^2$		−0.0172735	+0.0172696	+0.0010450
DC_{sph}	(5-95)	−0.015286	+0.015280	+0.000459
非球面顶 $A_4=k$		0.0	$+0.61566\times10^{-4}$	0.0
$W=\frac{4ky(n-n')}{I}$		0.0	$+6.1797731\times10^{-4}$	0.0
$TSC_a=h^4W$	(5-91)	0.0	+0.009888	0.0
$CC_a=h^3h_sW$	(5-92)	0.0	+0.000145	0.0
$TAC_a=h^2h_sW$	(5-93)	0.0	+0.000002	0.0
$DC_a=hh_s^3W$	(5-95)	0.0	+0.000000031	0.0

象　差　贡　献　总　和

	公　式	表　面 1	表　面 2	表　面 3	$\Sigma=1+2+3$
TSC	(5-91)	0.0	+0.009888	−0.009888	0.0
CC	(5-92)	0.0	+0.000146	−0.000145	+0.000001
TAC	(5-93)	0.0	−0.000115	−0.000002	−0.000117
TPC	(5-94)	0.0	−0.000078	+0.031209	+0.031131
DC	(5-95)	−0.015286	+0.015280	+0.000459	+0.000453
$TL_{ch}C$	(5-96)	0.0	−0.000120	0.0	−0.000120
$T_{ch}C$	(5-97)	+0.009440	−0.009438	0.0	+0.000002

光栏（入射光瞳）在第一个表面上，其直径为 4 。物体在无穷远，视场角 = ±0.17633（±10°）。这样，光学不变量

$I = n(h_z u - h u_z) = 1.0 \times [0 \times 0 - 2 \times (-0.17633)] = +0.35266$

轴向光线和主光线的傍轴光路追迹，表面贡献的计算在表 5-4 中给出。注意非球面的傍轴追迹是把非球面作为曲率 c 的球面来处理。三级近似，象面（$c_I = -0.1$）有一矢高（弯曲深度）$= \frac{cy^2}{2} = -0.156634$。此数乘以 $u_k' = -0.19925$ 得 $+0.031209$，这个数值（$+0.031209$）就是具有与象面重合的佩茨瓦尔面所需的 ∑TPC。这样，对于这个弯曲的焦面有

$\sum \mathrm{TPC} = +0.031131 - 0.031209 = -0.000078$

八、光线追迹

通过施密特系统追迹空间光线。光线射到光瞳（在第一表面）的坐标 $y=0$，$z=+2.0$，光线是以 0.17633 斜度（正切）从左面向上入射的。这样在起始参考面（光瞳）上的光线数据是

$x = 0 \qquad \alpha = +0.9848072$

$y = 0 \qquad \beta = +0.1736511$

$z = +2.0 \qquad \gamma = 0$

$\alpha = +0.9848072$ 是对应于正切值 0.17633 的余弦值，而 β 则是对应的正弦值。

从光瞳到下一个（第一）表面，在这例子中只是一个形式，因为参考面和第一个表面都是平面（$c_0 = c_1 = 0$），而且相接触（$d = 0$）。

由公式（5-40）

$e = 0 \times 0.9848072 - (0 \times 0.9848072 + 0 \times 0.1736511 + 2 \times 0) = 0.0$

由公式（5-41）

$M_{1x} = 0 + 0 \times 0.9848072 - 0 = 0.0$

由公式（5-42）

$M_1^2 = 0^2 + 0^2 + 2^2 - 0^2 + 0^2 - 2 \times 0 \times 0 = 4.0$

由公式（5-43）

$E_1 = [0.9848072^2 - 0 \times (0 \times 4 - 2 \times 0)]^{1/2} = +0.9848072$

由公式（5-44）

$$D_{0,1} = 0 + \frac{0 \times 4 - 2 \times 0}{0.9848072 + 0.9848072} = 0.0$$

由公式（5-45）

$x_1 = 0 + 0 \times 0.9848072 - 0.0 = 0.0$

由公式（5-46）

$y_1 = 0 + 0 \times 0.1736511 = 0.0$

由公式（5-47）

$z_1 = 2.0 + 0 \times 0 = +2.0$

经表面 1 折射，由公式（5-48）

$$E_1' = \left[1 - \left(\frac{1}{1.5}\right)^2 \times (1 - 0.9848072^2)\right]^{1/2} = +0.9932763$$

由公式（5-49）

$$g_1 = 0.9932763 - \frac{1}{1.5} \times 0.9848072 = +0.3367381$$

由公式（5-50）

$$\alpha_1 = \frac{1}{1.5} \times 0.9848072 - 0.3367381 \times 0 \times 0 + 0.3367381 = 0.9932763$$

由公式（5-51）

$$\beta_1 = \frac{1}{1.5} \times 0.1736511 - 0.3367381 \times 0 \times 0 = +0.1157674$$

由公式（5-52）

$$\gamma_1 = \frac{1}{1.5} \times 0 - 0.3367381 \times 0 \times 2 = 0.0$$

传到表面 2，其球面曲率 $c = -0.00075$，由公式（5-40）到（5-47）是

$$e = 0.25 \times 0.9932763 - (0 \times 0.9932763 + 0 \times 0.1157674 + 2 \times 0) = +0.2483191$$

$$M_{2x} = 0 + 0.2483191 \times 0.9932763 - 0.25 = -0.0033506$$

$$M_2^2 = 0^2 + 0^2 + 2^2 - 0.2483191^2 + 0.25^2 - 2 \times 0.25 \times 0$$
$$= +4.0008376$$

$$E_2 = \{0.9932763^2 - (-0.00075)[-0.00075 \times 4.0008376 - 2 \times (-0.0033506)]\}^{1/2}$$
$$= +0.9932777$$

$$D_{1,2} = +0.2483191 + \frac{+0.0037006}{0.9932763 + 0.9932777} = +0.2501819$$

初级的：$(x_2)_0 = 0 + 0.2501819 \times 0.9932763 - 0.25$

$$= -0.0015002$$

$$(y_2)_0 = 0 + 0.2501819 \times 0.1157674$$
$$= +0.0289629$$

$$(z_2)_0 = 2 + 0.2501819 \times 0 = 2.0$$

确定光线与非球面的交点，$A_4 = 0.61566 \times 10^{-4}$：

$x_0 = -0.0015002$　　$y_0 = +0.0289629$　　$z_0 = +2.0$

$$S_0^2 = y_0^2 + z_0^2 = 4.0008388$$

由公式（5-54）和（5-53）

$$\bar{x}_0 = \frac{-0.00075 \times 4.0008388}{1 + [1 - (-0.00075)^2 \times (4.0008388)]^{1/2}} + 0 \times 4.0008388 + (0.61566 \times 10^{-4}) \times$$
$$\times (4.0008388^2) = \frac{-0.0030006}{1.9999989} + 0 + 0.0009855 = -0.0005148$$

误差 $= \bar{x}_0 - x_0 = -0.0005148 - (-0.0015002) = +0.0009854$

由公式（5-55）

$$l_0 = [1 - (-0.00075)^2 \times (4.0008388)]^{1/2} = +0.9999989$$

由公式（5-56）

$$m_0 = -0.0289629 \times \{-0.00075 + 0.9999989 \times [2 \times 0 + 4 \times (0.61566 \times 10^{-4}) \times$$
$$\times (4.0008388) + 0 \cdots]\}$$
$$= -0.0289629 \times (+0.0002353) = -0.0000068$$

由公式（5-57）

$$n_0=-2(+0.0002353)=-0.0004705$$

由公式（5-58）

$$G_0=\frac{0.9999989\times0.0009854}{0.9932763\times0.9999989+0.1157674\times(-0.0000068)+0\times(-0.0004705)}$$

$$=\frac{+0.0009854}{0.9932744}=+0.0009920$$

那么光线与非球面交点坐标的逼近值是：

由公式（5-59） $x_1=+0.0009920\times0.9932763-0.0015002$

$=-0.0005149$

公由式（5-60） $y_1=+0.0009920\times0.1157674+0.0289629$

$=+0.0290777$

由公式（5-61） $z_1=+0.0009920\times0+2.0=+2.0$

因而 $s_1^2=4.0008455$

由公式（5-54）

$$\bar{x}=-0.0005148$$

误差 $=\bar{x}_1-x_1=+0.0000001$

由公式（5-55） $l_1=+0.9999989$

由公式（5-56） $m_1=-0.0000068$

由公式（5-57） $n_1=-0.0004705$

由公式（5-58） $G_1=+0.0000001$

光线交点坐标的第二次逼近值是：

由公式（5-59） $x_2=-0.0005148$

由公式（5-60） $y_2=+0.0290777$

由公式（5-61） $z_2=+2.0$

由公式（5-54） $\bar{x}_2=-0.0005148$

误差 $=\bar{x}_2-x_2=0.0000000$

所以求出的交点坐标是足够精确的。

经表面 2（非球面）折射。由公式（5-62）

$$P^2=0.9999989^2+(-0.0000068)^2+(-0.0004705)^2$$

$$=+0.9999980$$

由公式（5-63）

$$F=0.9932763\times0.9999989+0.1157674\times(-0.0000068)$$

$$+0(-0.0004705)=+0.9932744$$

由公式（5-64）

$$F'=\left[0.999980\times\left(1-\frac{1.5^2}{1.0^2}\right)+\left(\frac{1.5}{1.0}\right)^2\times0.9932744^2\right]^{1/2}$$

$$=+0.9848040$$

由公式（5-65）

$$g=\frac{0.9848040-1.5\times 0.9932744/1.0}{0.9999980}=-0.5051086$$

由公式（5-66）

$$\alpha_2=0.9932763\times\frac{1.5}{1.0}+(-0.5051086)\times(0.9999989)$$
$$=0.9848064$$

由公式（5-67）

$$\beta_2=0.1157674\times\frac{1.5}{1.0}+(-0.5051086)\times(-0.0000068)$$
$$=+0.1736545$$

由公式（5-68）

$$\gamma_2=0\times\frac{1.5}{1.0}+(-0.5051086)\times(-0.0004705)=+0.0002377$$

传到表面 3（反射面）。由公式（5-40）到（5-47）

$$e=20\times 0.9848064-[(-0.0005148)\times(0.9848064)+0.0290777\times 0.1736545+2\times \times 0.0002377]$$
$$=+19.6911102$$

$$M_3=-0.0005148+19.6911102\times 0.9848064-20$$
$$=-0.6085835$$

$$M_3^2=(-0.0005148)^2+0.0290777^2+2^2-19.6911102^2+20^2-2\times 20\times(-0.0005148)$$
$$=+16.2816169$$

$$E_3=\{0.9848064^2-(-0.05)\times[-0.05\times 16.2816169-2\times(0.6085835)]\}^{1/2}$$
$$=+0.9949864$$

$$D_{2,3}=19.6911102+\frac{-0.05\times 16.2816169-2\times(-0.6085835)}{0.9848064+0.9949864}$$
$$=19.8947103$$

$$x_3=-0.0005148+19.8947103\times 0.9848064-20$$
$$=-0.4080768$$

$$y_3=+0.0290777+19.8947103\times 0.1736545=+3.4838837$$

$$z_3=2.0+19.8947103\times 0.0002377=+2.0047290$$

经表面 3 反射（反射镜）。由公式（5-48）到（5-52）

$$E'_3=\left[1-\left(\frac{1}{-1}\right)^2\times(1-0.9949864^2)\right]^{1/2}=+0.9949864$$

$$g_3=+0.9949844-\frac{1}{-1}\times 0.9949864=+1.9899728$$

$$\alpha_3=\frac{1}{-1}\times 0.9848064-1.9899728\times(-0.05)\times(-0.4080768)$$
$$+1.9899728=+0.9645633$$

$$\beta_3=\frac{1}{-1}\times 0.1736545-1.9899728\times(-0.05)\times(3.4838837)$$
$$=+0.1729872$$

$$\gamma_3 = \frac{1}{-1} \times 0.0002377 - 1.9899728 \times (-0.05) \times (2.0047290)$$

$$= +0.1992301$$

光线与象面的交点是：由公式（5-40）到（5-47）

$$e = -9.962359 \times 0.9645633 - [(-0.4080768) \times (0.9645633) + 3.4838837 \times$$
$$\times 0.1729872 + 2.0047290 \times 0.1992301]$$
$$= -10.2177796$$

$$M_{4x} = -0.4080768 + (-10.2177796) \times (0.9645633) - (-9.962359) = -0.3014130$$

$$M_4^2 = (-0.4080768)^2 + 3.4838837^2 + 2.0047290^2 - (-10.2177796)^2 +$$
$$(-9.962359)^2 - 2(-9.962359) \times (-0.4080768) = +3.0376724$$

$$E_4 = \{0.9645633^2 - (-0.1) \times [-0.1 \times 3.0376724 - 2 \times (-0.3014130)]\}^{1/2}$$
$$= +0.9799430$$

$$D_{3,4} = -10.2177796 + \frac{-0.1 \times 3.0376724 - 2 \times (-0.3014130)}{0.9645633 + 0.9799430}$$
$$= -10.0639830$$

$$x_4 = -0.4080768 + (-10.0639830) \times 0.9645633 - (-9.962359) = -0.1530665$$

$$y_4 = +3.4838837 + (-10.0639830) \times 0.1729872) = 1.7429435$$

$$z_4 = 2.0047290 + (-10.0639830) \times 0.1992301 = -0.0003193$$

这样，光线与象面（$c_I = 0.1$）的最后交点坐标 x_4，y_4，z_4（原点是象面顶点）已求出。

九、薄透镜三级象差

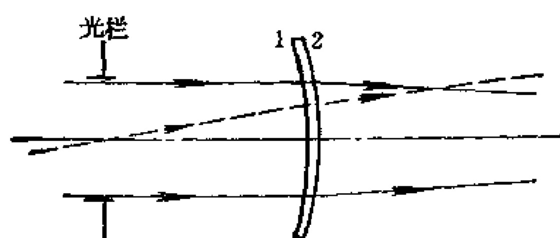


图 5-74 薄透镜、光栏不在透镜上

薄弯月透镜图 5-74 的三级象差是用第四节第六段的里公式计算。这个透镜数据是：

$$c_1 = -0.2$$
$$d = 0 \qquad n = 1.5 \qquad \Delta n = 0.008$$
$$V = 62.5$$
$$c_2 = -0.4$$

光栏位于 c_1（$l_E = -1.84465$）左方 1.84465 处

光栏直径是 1.0（$f'/10$）。

物体是在无限远。

视场角是±0.17633（±10°）。

$$\phi = (n-1)(c_1 - c_2) = 0.5[-0.2 - (-0.4)] = +0.1$$

焦距　$f' = 10.0$

轴向光线和主光线数据见表 5-5。

对 $n = 1.5$ 时 G 的数值按公式（5-115）计算：

$$G_1 = 0.5625 \qquad G_2 = 1.0$$
$$G_3 = 1.375 \qquad G_4 = 0.58333\cdots$$
$$G_5 = 1.666\cdots \qquad G_6 = 1.08333\cdots$$
$$G_7 = 0.666\cdots \qquad G_8 = 0.375$$

表 5-5　按公式(5-29)，(5-30)，(5-15)，(5-16)追迹光线

	物体到光栏的空气间隔	光栏	光栏到透镜的空气间隔	透镜	透镜到象的空气间隔
ϕ	……	……	……	+0.1	
d	……	……	1.84465		
h	……	0.5	……	0.5	
u	0.0	…	0.0	……	+0.05
			$f'=10$　$l'=10$		
h_z	……	0.0	……	+0.3252671	
u_z	-0.17633	…	-0.17633	……	-0.1438033
			$l'_z=-2.261888$　$y'=+1.7633$		

为计算 G 和需要的数据如下：

$c=-0.2+0.4=+0.2$　　$V=62.5$

$c_1=-0.2$　　$h=0.5$

$\phi=+0.1$　　$Q=\dfrac{0.3252671}{0.5}=+0.6505342$ (由公式 5-107)

$v=\dfrac{0}{0.5}=0.0$　　$u'_k=+0.05$

$y=+1.7633$

首先用公式 (5-108) 到 (5-114) 计算光栏在透镜上的薄透镜象差：

$$\begin{aligned}TSC=&-0.5^4\times[0.5625\times(0.2^3)-1.0(0.2^2)\times(-0.2)+1.375\times(0.2^2)\times(0)\\&+0.5833\times0.2\times(-0.2)^2-1.666\times0.2\times(-0.2)\times(0)+1.0833\\&\times0.2\times0^2]/0.05\\=&-1.25\times(+0.0045+0.008+0+0.00466\cdots+0+0)\\=&-1.25\times(0.017166\cdots)\\=&-0.021458333\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}CC=&-1.7633\times(0.5^2)\times[0.25\times1.666\times0.2\times(-0.2)-0.666\times0.2\\&\times0-0.375\times(0.2^2)]\\=&-0.440825\times(-0.01666\cdots-0-0.015)=-0.440825\times(-0.031666\cdots)\\=&+0.013959458\end{aligned}$$

$$TAC=-0.5\times(1.7633^2)\times(0.1)\times(0.05)=-0.00777305$$

$$TPC=-0.5\times(1.7633^2)\times(0.1)\times\frac{0.05}{1.5}=-0.00518205$$

$$DC=0.0$$

$$TL_{ch}C=-(0.5^2)\times\frac{0.1}{62.5\times0.05}=-0.008$$

$$T_{ch}C=0.0$$

然后用公式 (5-100) 到 (5-106) 求出光栏在透镜左面 1.84465 处的薄透镜象差，$Q=$

$h_z/h = +0.6505342$

$$TSC^* = TSC = -0.021458$$

$$CC^* = +0.013959 + (-0.021458) \times (0.6505342)$$
$$= +0.013959 - 0.013959 = 0.0$$

$$TAC^* = -0.007773 + 0.013959 \times 2 \times 0.6505342 + (-0.021458)(0.6505342^2)$$
$$= -0.007773 + 0.0181616 - 0.009081$$
$$= +0.001308$$

$$TPC^* = TPC = -0.005182$$

$$DC^* = 0 + [-0.005182 + 3 \times (-0.007773)] \times 0.6505342 + 0.013959 \times$$
$$\times 3 \times (0.6505342^2) + (-0.021458) \times (0.6505342^3)$$
$$= 0 - 0.018541 + 0.017722 - 0.005908 = -0.006727$$

$$TL_{ch}C^* = TL_{ch}C = -0.008$$

$$T_{ch}C^* = 0 + (-0.008) \times (0.6505342) = -0.005204$$

第十二节 偏心系统象差计算

一、概念

偏心系统是指各光学表面的对称轴不在同一直线上，若是球面系统是指各球心不在同一直线上，也就是偏心系统没有光学性能的对称轴（简称光轴）

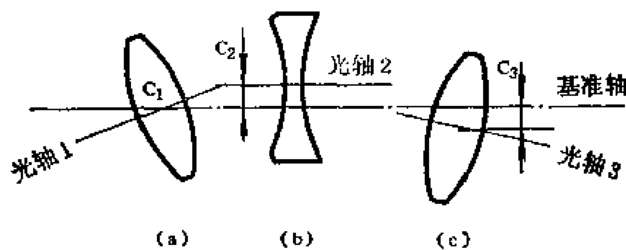


图 5-75 光学系统各单元偏心状态

偏心系统中各单元偏心，或者单透镜光轴对几何轴的偏心，可概括如图 57-5 所示的三种状态：一转动，二平移，三平移和转动都存在。

单块透镜光轴对几何轴的偏心，也不外类似于图 5-75 的三种状态。图57-5(a)中心偏$c=0$，但光轴与基准轴不共轴；图 5-75(b) 中心偏 $c \neq 0$，光轴平移；图 5-75(c) 是普遍情况，光轴与几何轴空间交叉。

表征透镜偏心状态的参量，除上图中所示的传统的中心偏定义 c_1，c_2 和 c_3 外，还有球心偏 c_q，面倾角χ，楔角θ，偏向角 δ 和边缘厚度差 Δt 等，各参量的几何意义见图5-76，它们的相互换算关系见下面公式。

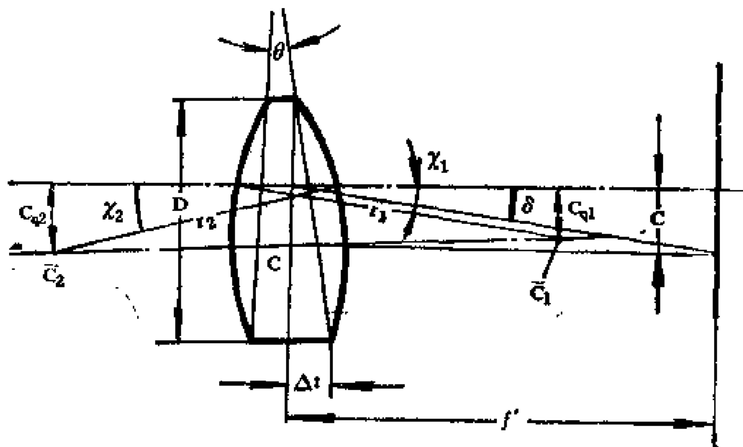


图 5-76 表征透镜偏心各参量几何意义

$c_q = r\chi$，$c = f'\delta$，$\Delta t = D\theta$，又因偏向角 $\delta = (n-1)\theta$，$\theta = \chi_2 - \chi_1$（按最大计算）．故可得 $c = f'(n-1)\theta$，

$$\Delta t = Dc/f'(n-1)\ ,\ c=\frac{c_{q_2}r_1-c_{q_1}r_2}{r_2-r_1}.$$

二、空间光线追迹

（一）球面空间光线追迹

已知物面上光线交点坐标 $M_0(x_0,\ y_0,\ z_0)$，入瞳面上光线坐标 $M_1(x_1,\ y_1,\ z_1)$，取 x 轴为光轴，则如图 5-77 所示，入射光线的方向余弦 $\alpha,\ \beta,\ \gamma$ 为

$$\alpha=\frac{x_1-x_0}{D}$$

$$\beta=\frac{y_1-y_0}{D}$$

$$\gamma=\frac{z_1-z_0}{D}$$

$$D=\sqrt{(x_1-x_0)^2+(y_1-y_0)^2+(z_1-z_0)^2}$$

$$x_1-x_0=l_z-l$$

当物在无限远时

$$\alpha=\cos\omega$$
$$\beta=-\sin\omega\qquad \omega\ 是半视场角$$

根据入射光线的方向余弦（$\alpha,\ \beta,\ \gamma$）及其在入瞳面上交点坐标 $M_1(x_1,\ y_1,\ z_1)$，可求出光线与折射面交点坐标 $M_2(x_2,\ y_2,\ z_2)$及折射光线方向余弦（$\alpha'_2,\ \beta'_2,\ \gamma'_2$），进而可求光线与以后各折射面交点坐标$M_i(x_i,\ y_i,\ z_i)$ 及折射后方向余弦($\alpha'_i,\ \beta'_i,\ \gamma'_i$)．例如从第二面到第三面过渡，先求光线在第三面的切平面上的坐标 $\underline{M}_3(\underline{y}_3,\ \underline{z}_3)$，然后求光线与第三面交点坐标 $M_3(x_3,\ y_3,\ z_3)$，再根据光线矢量与球面 M_3 点处的法矢量，求折射光线的方向余弦（$\alpha'_3,\ \beta'_3,\ \gamma'_3$）．

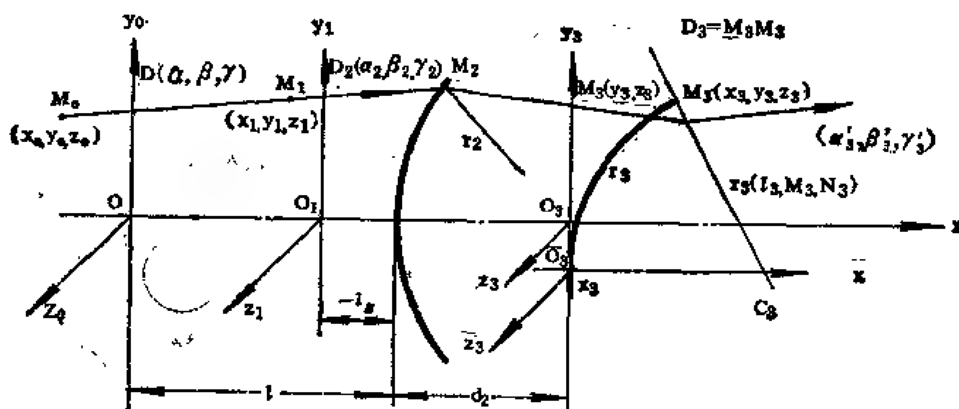


图 5-77 空间光线追迹图解

对同心系统光线在切平面上的坐标 $\underline{M}_3(\underline{y}_3,\ \underline{z}_3)$

$$\underline{x}_3=0$$

$$\underline{y}_3=y_2+\frac{\beta'_2}{\alpha'_2}(d_2-x_2).$$

$$\underline{z_3} = z_2 + \frac{\gamma_2'}{\alpha_2'}(d_2 - x_2) \tag{5-170}$$

对偏心系统（即对平移后的 $\bar{o}_3 - \bar{x}_3\bar{y}_3\bar{z}_3$ 坐标系）光线与切平面交点 $\underline{M}_3(\bar{y}_3, \bar{z}_3)$。

$$\begin{aligned} \bar{x}_3 &= \underline{x_3} = 0 \\ \bar{y}_3 &= \underline{y_3} - \Delta y_3 \\ \bar{z}_3 &= \underline{z_3} - \Delta z_3 \end{aligned} \tag{5-171}$$

设图中 $\underline{M}_3M_3 = D_3$，则光线与折射面交点 M_3 的坐标为

$$\begin{aligned} x_3 &= D_3\alpha_3 \\ y_3 &= \bar{y}_3 + D_3\beta_3 \\ z_3 &= \bar{z}_3 + D_3\gamma_3 \end{aligned} \tag{5-172}$$

将 x_3，y_3，z_3 代入球面方程 $x^2 + y^2 + z^2 - 2rx = 0$，解得：

$$D_3 = \frac{F}{G + \sqrt{G^2 - c_3F}} = \frac{G - \sqrt{G^2 - c_3F}}{c_3} \tag{5-173}$$

$$\text{式中} \quad F - c_3(\bar{y}_3^2 + \bar{z}_3^2) \tag{5-174}$$

$$G = \alpha_3 - c_3(\beta_3\bar{y} + \gamma_3\bar{z}_3) \tag{5-175}$$

$c_3 = \dfrac{1}{r_3}$，c_3 是第 3 面的曲率，r_3 是第 3 面的曲率半径。

设光线在 M_3 点法线的方向余弦为 L，M，N，入射角为 I，折射角为 I'，则有

$$\begin{aligned} L &= \frac{r_3 - x_3}{r_3} = 1 - c_3x_3 \\ M &= -\frac{y_3}{r_3} = -c_3y_3 \\ N &= -\frac{z_3}{r_3} = -c_3z_3 \end{aligned} \tag{5-176}$$

$$\begin{aligned} \cos I &= \alpha_3L + \beta_3M + \gamma_3N \\ &= \sqrt{G^2 - c_3F} \end{aligned}$$

式中 F，G 见前（5-174），（5-175）式

$$\cos I' = \sqrt{1 - \left(\frac{n_3}{n_3'}\right)^2(1 - \cos^2 I)} \tag{5-177}$$

折射光线方向余弦 α_3'，β_3'，γ_3' 为

$$\begin{aligned} \alpha_3' &= \frac{n_3}{n_3'}\alpha_3 - gc_3x_3 + g \\ \beta_3' &= \frac{n_3}{n_3'}\beta_3 - gc_3y_3 \\ \gamma_3' &= \frac{n_3}{n_3'}\gamma_3 - gc_3z_3 \end{aligned} \tag{5-178}$$

式中 $\quad g = \cos I' - \dfrac{n_3}{n_3'}\cos I$

若下一面不偏心了，，参看(5-170)，(5-171)式则其切平面上光线交点坐标$(\bar{x}_4, \bar{y}_4, \bar{z}_4)$

应为

$$\bar{x}_4 = 0$$
$$\bar{y}_4 = y_3 + \Delta y_3 + \frac{\beta'_3}{\alpha'_3}(d_3 - x_3)$$
$$\bar{z}_4 = z_3 + \Delta z_3 + \frac{\gamma'_3}{\alpha'_3}(d_3 - x_3)$$

下面重复公式组（5-172）到公式（5-178），如此一个表面一个表面追迹，直到象平面，得到光线与象平面交点坐标（x'_k，y'_k，z'_k）及其方向余弦（α'_k，β'_k，γ'_k）。

对于平面 $\cos I = \alpha L + \beta M + \gamma N$，（5-172）式中$D = -\dfrac{M\bar{y} + N\bar{z}}{\cos I}$，平面法线$(L, M, N)$由面倾角 χ 决定，在子午面上 $L = \cos\chi$，$M = -\sin\chi$，$N = 0$；在弧矢面上 $L = \cos\chi$，$N = -\sin\chi$，$M = 0$；在 45°平分面上 $L = \cos\chi$，$M = N = -\dfrac{1}{\sqrt{2}}\sin\chi$。对于反射球面，令$n' = -n$，间隔 d 取负值，即可利用折射球面的追迹公式计算。

（二）非球面空间光线追迹

因为是非球面，若其偏心了，仅考虑坐标平移是不够的，因为非球面的对称轴是确定的。一般情况，非球面偏心必须用平移加旋转来描述，参见图 5-78(a)。

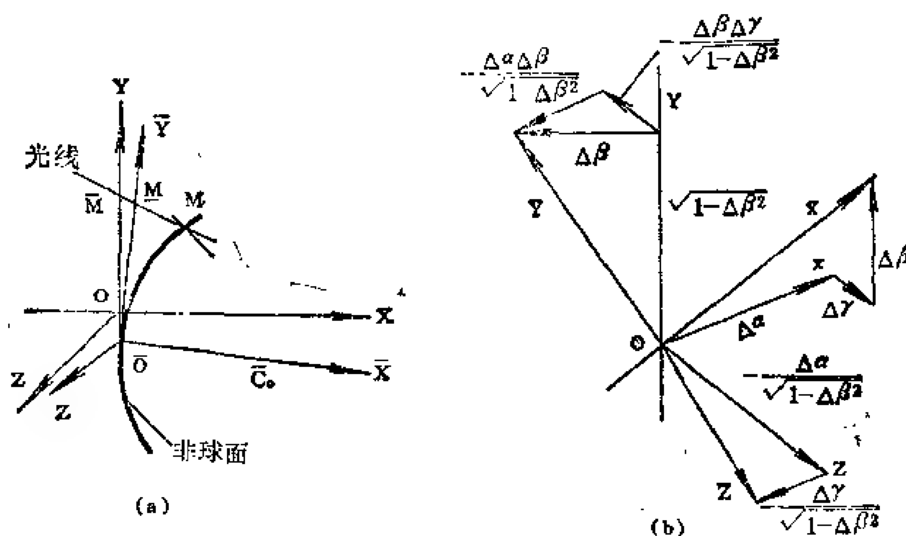


图 5-78　非球面偏心与坐标变换

(a) 非球面偏心状态　　(b) 坐标旋转变化关系

坐标平移后，一点 $M(x, y, z)$ 对新轴（图(a)中的 $\bar{o}-\bar{x}\bar{y}\bar{z}$ 轴）的坐标：

$$\bar{x}_d = x - \Delta x$$
$$\bar{y}_d = y - \Delta y$$
$$\bar{z}_d = z - \Delta z$$

平移一般令 $\Delta x = 0$。

坐标旋转后，不仅一点的坐标变化，光线的方向余弦也变化。参看图 5-78 (b)，设光轴（$\bar{x}$ 轴）对原坐标轴的方向余弦为 $\Delta\alpha$，$\Delta\beta$，$\Delta\gamma$。今令坐标先绕 y 轴旋转，则 z 轴转到 $\bar{z}$ 轴位置，再绕 $\bar{z}$ 轴旋转，则 y 轴转到 $\bar{y}$ 轴位置，设在两次旋转后，x 轴转到 $\bar{x}$ 轴位置。这样

可得新坐标对原坐标的方向余弦为

$\bar{x}$ 轴： $\Delta\alpha$ 　 $\Delta\beta$ 　 $\Delta\gamma$

$\bar{y}$ 轴： $-\dfrac{\Delta\alpha\Delta\beta}{(1-\Delta\beta^2)^{1/2}}$ 　 $(1-\Delta\beta^2)^{1/2}$ 　 $-\dfrac{\Delta\beta\Delta\gamma}{(1-\Delta\beta^2)^{1/2}}$

$\bar{z}$ 轴： $-\dfrac{\Delta\gamma}{(1-\beta^2)^{1/2}}$ 　 0 　 $\dfrac{\Delta\alpha}{(1-\Delta\beta^2)^{1/2}}$

光轴（x 轴）旋转后的方向余弦，由表面允许的偏心状态决定。那么坐标旋转后任一点（x、y、z）对新轴的坐标（$\bar{x}_r$，$\bar{y}_r$，$\bar{z}_r$）为

$$\bar{x}_r=\Delta\alpha x+\Delta\beta y+\Delta\gamma z$$

$$\bar{y}_r=-\frac{\Delta\alpha\Delta\beta x}{(1-\Delta\beta^2)^{1/2}}+y(1-\Delta\beta^2)^{1/2}-\frac{\Delta\beta\Delta\gamma z}{(1-\Delta\beta^2)^{1/2}}$$

$$\bar{z}_r=-\frac{\Delta\gamma x}{(1-\Delta\beta^2)^{1/2}}+0+\frac{\Delta\alpha z}{(1-\Delta\beta^2)^{1/2}}$$

光线对新轴的方向余弦：

$$\bar{\alpha}=\Delta\alpha\cdot\alpha+\Delta\beta\cdot\beta+\Delta\gamma\cdot\gamma$$

$$\bar{\beta}=-\frac{\Delta\alpha\cdot\Delta\beta\cdot\alpha}{(1-\Delta\beta^2)^{1/2}}+\beta(1-\Delta\beta^2)^{1/2}-\frac{\Delta\beta\Delta\gamma\cdot\gamma}{(1-\Delta\beta^2)^{1/2}}$$

$$\bar{\gamma}=-\frac{\Delta\gamma\cdot\alpha}{(1-\Delta\beta^2)^{1/2}}+0+\frac{\Delta\alpha\cdot\gamma}{(1-\Delta\beta^2)^{1/2}}$$

将旋转后新坐标 $\bar{x}_r=\Delta\alpha x+\Delta\beta y+\Delta\gamma z$ 式中的 x，y，z 用平移后的新坐标 x_d，y_d，z_d 代替，即得平移加旋转后的新坐标：

$$\bar{x}=\Delta\alpha\bar{x}_d+\Delta\beta\bar{y}_d+\Delta\gamma\bar{z}_d$$

$$\bar{y}=-\frac{\Delta\alpha\cdot\Delta\beta\,\bar{x}_d}{(1-\Delta\beta^2)^{1/2}}+\bar{y}_d(1-\Delta\beta^2)^{1/2}-\frac{\Delta\beta\Delta\gamma z_d}{(1-\Delta\beta^2)^{1/2}}$$

$$\bar{z}=-\frac{\Delta\gamma\bar{x}_d}{(1-\Delta\beta^2)^{1/2}}+0+\frac{\Delta\alpha\bar{z}_d}{(1-\Delta\beta^2)^{1/2}}$$

为了与前面球面偏心计算一致，编程序方便，还须将 $\bar{x}$，$\bar{y}$，$\bar{z}$ 转到平移旋转后的切平面上，即求出光线与图5-78(*a*)中 $\bar{o}-\bar{x}\,\bar{y}\,\bar{z}$ 坐标系交点的坐标 $\underline{M}(\underline{x}$，$\underline{y}$，$\underline{z})$。

$$\underline{x}=0$$

$$\underline{y}=\bar{y}-\bar{\beta}D$$

$$\underline{z}=\bar{z}-\bar{\gamma}D$$

$$D=-\frac{\bar{x}}{\bar{\alpha}}$$

再由 $\underline{M}(\underline{x}$，$\underline{y}$，$\underline{z})$ 及 $\bar{\alpha}$，$\bar{\beta}$，$\bar{\gamma}$ 求光线与非球面交点的坐标 $M(x,y,z)$。

设非球面方程为

$$x=f(y,\ z)=\frac{cs^2}{1+\sqrt{1-c^2s^2}}+A_2s^2+A_4s^4+\cdots+A_js^j \tag{5-53}$$

式中 $s^2=y^2+z^2$

先按公式（5-172）—（5-175）求出光线与（5-53）式第一项所代表的顶点球面的交点（x_0，y_0，z_0）。然后用公式（5-54）—（5-68）逐次逼近求出光线与非球面交点 $M(x，y，$

z）及过 M 点的方向余弦。若再计算下一表面，则须先转动坐标系 $\bar{o}-\bar{x}\bar{y}\bar{z}$，再平移到原坐标系 $o-xyz$ 的位置。然后按（5-170）—（5-178）式计算下一表面。

若非球面为二次曲面，则可如同球面一样直接求解。

设二次曲面方程为

$$f(x,\ y,\ z)=x^2+y^2+z^2-2Rx-e^2x^2=0 \tag{5-179}$$

R 为顶点曲率半径，e 为偏心率，当 $e=0$ 时为球面，$e<1$ 时为椭球面，$e>1$ 时为双曲面。

光线的参数方程，仍为（5-172）式所表示，但省掉了脚号，再重写如下：

$$x=\alpha D$$

$$y=\bar{y}+\beta D$$

$$z=\bar{z}+\gamma D$$

将 x，y，z 代入（5-179）式，得：

$$(1-e^2\alpha^2)D^2+2(\bar{y}\beta+\bar{z}\gamma-R\alpha)D+\bar{y}^2+\bar{z}^2)=0$$

或

$$c(1-e^2\alpha^2)D^2-2[\alpha-c(\bar{y}\beta+\bar{z}\gamma)]D+c(\bar{y}^2+\bar{z}^2)=0$$

$c=1/R$，D 是光线与切平面交点（0，$\bar{y}$，$\bar{z}$）到光线与二次曲面交点（x，y，z）的距离。α，β，γ 是光线的方向余弦。

解得：$D=\dfrac{F}{G+\sqrt{G^2-cF}}=\dfrac{G-\sqrt{G^2-cF}}{c}$

$$F=c(1-e^2\alpha^2)(\bar{y}^2+\bar{z}^2)$$

$$G=\alpha-c(\bar{y}\beta+\bar{z}\gamma)。$$

将 D 代回光线参数方程，即得光线与二次曲面交点坐标（x，y，z），下面求光线折射后的方向余弦（α'，β'，γ'）。

先求光线与二次曲面交点处法线的方向数（l，m，n）。

$$l=\frac{\partial f}{\partial x},\qquad m=\frac{\partial f}{\partial y},\qquad n=\frac{\partial f}{\partial z}$$，按（5-179）式：

$$l=2[(1-e^2)x-R]$$

$$m=2y$$

$$n=2z$$

令

$$P^2=l^2+m^2+n^2$$

得

$$P\cos I=F=l\alpha+m\beta+n\gamma$$

$$P\cos I'=F'=\left\{P^2\left[1-\left(\frac{n}{n'}\right)^2\right]+\left(\frac{n}{n'}\right)^2F^2\right\}^{1/2}$$

再令

$$g=\frac{F'-(n/n')F}{P^2}$$

得：

$$\alpha'=\alpha\frac{n}{n'}+gl$$

$$\beta'=\beta\frac{n}{n'}+gm$$

$$\gamma'=\gamma\frac{n}{n'}+gn$$

注意计算偏心的二次曲面所用到的量（x，y，z，α，β，γ等），均是对曲面偏心后的坐标系统而言，见图5-78(a)，偏心后的系统是指$\overline{o}-\overline{x}\,\overline{y}\,\overline{z}$坐标系统。

三、象差计算

按前面空间光线追迹，得到光线在象面上交点坐标y'，z'及光线的方向余弦α'，β'，γ'，再加已按公式（5-9），（5-10）追迹过的近轴光线，得到理想象距l'之后，就可进行象差计算了。

（1）子午慧差K'_T

$$K'_T=\frac{1}{2}(y'_a+y'_b)-y'_z$$

y'_a，y'_b和y'_z是子午光线a，b和主光线z在象面上交点高度。对偏心系统半视场±ω对应的K'_T的绝对值不一样大，其差值等于偏心引起彗差变化量的二倍。

（2）垂轴色差$\Delta Y'_{FC}$

$$\Delta Y'_{FC}=y'_{zF}-y'_{zC}$$

y'_{zF}和y'_{zC}是F，C两色主光线与象面交点高度。

（3）畸变$\Delta Y'_z$

可以证明，偏心系统的理想象面位置和理想放大率不变。这样，设某一面偏心之后，原物的理想象高不变，但对此面及此面之后的系统，物高随偏心而变。所以在最后象空间对基准轴而言，当做理想象高的大小变了。

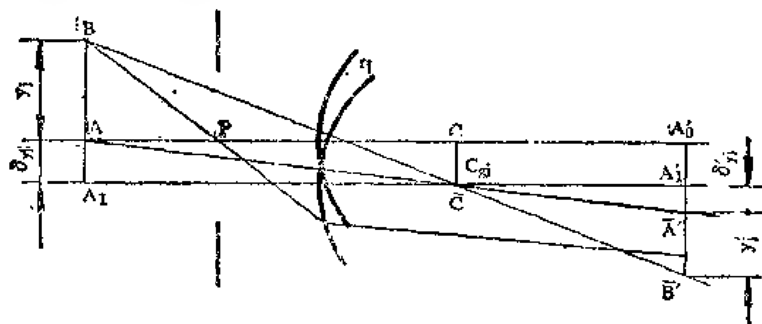


图5-79　偏心系统畸变计算

如图5-79，设j面偏心c_{q_j}，对称轴平移c_{q_j}，则物高增量$\delta_{y_j}^{\;\,c}=-c_{q_j}$。对$j$面以后的系统，物高为$A'_0\overline{B}'_0$（仅考虑单个表面偏心的影响）

$$A_0\overline{B}'_0=c_{qj}+\delta'_{y_j}+y'_j=c_{q_j}+\frac{n_ju_j}{n'_ju'_j}(y_j+\delta_{y_j})$$

$$=\frac{n_ju_j}{n'_ju'_j}\cdot y_j+\left(1-\frac{n_ju_j}{n'_ju'_j}\right)c_{q_j}$$

将$A'_0\overline{B}'_0$转到最后象空间，其理想象高$y'_0=A'\overline{B}'_0$乘以j面以后的放大率，即：

$$y'_0=\frac{n_ju_j}{n'_ku'_k}\,y_j-\frac{n_ju_j}{n'_ku'_k}c_{q_j}+\frac{n'_ju'_j}{n'_ku'_k}\,c_{q_j}$$

$$=\frac{n_1u_1}{n'_ku'_k}\,y_1-\frac{n_ju_j}{n'_ku'_k}\,c_{q_j}+\frac{n'_ju'_j}{n'_ku'_k}\,c_{q_j}\tag{5-180}$$

或写成：

$$n'_ku'_ky'_k-n_1u_1y_1=(n'_ju'_j-n_ju_j)c_{q_j}\tag{5-181}$$

对同心系统上式左边的拉格朗日不变量之差等于零。而右边两项，则反映了j面偏心对理想

象高的影响。式中y_k'即y_0'。

若系统中各面均有偏心c_1，$c_2 \cdots\cdots c_k$，则公式（5-181）可写成：

$$n_k' u_k' Y_k' - n_1 u_1 Y_1 = \sum_{i=1}^{k} (n_j' u_j' - n_j u_j) C_{sj} \qquad (5-182)$$

对于平面偏心（倾斜），则公式（5-181）可化成如下形式：

$$n_k' u_k' y_k' - n_1 u_1 y_1 = (n_j' - n_j) h_j \chi_j \qquad (5-183)$$

式中　$h_j = L_j u_j = L_j' u_j'$，$\chi_j$是平面倾斜角。

由（5-180）到（5-182）或（5-183）求得理想象高y_{0s}'；再由光线追迹求得主光线象高y_z'，则畸变为：

$$\delta Y_z' = y_z' - y_0'$$

物在无限远时，公式（5-180）中右边第一项 $\frac{n_1 u_1}{n_k' u_k'} y_1 = f' \operatorname{tg}\omega$

当计算下半视场畸变时，公式（5-180）的后两项须取相反的符号。

（4）象散和场曲

如图5-80，子午场曲 $X_T' = (y_a' - y_b') \Big/ \left(\frac{\beta_b'}{\alpha_b'} - \frac{\beta_a'}{\alpha_a'} \right)$

弧矢场曲　$X_S' = -\frac{\alpha_S'}{\gamma_S'} z_S'$

带脚号S的表示弧矢光线各相应的量。

宽光束象散 $X_{ts}' = X_T' - X_S'$

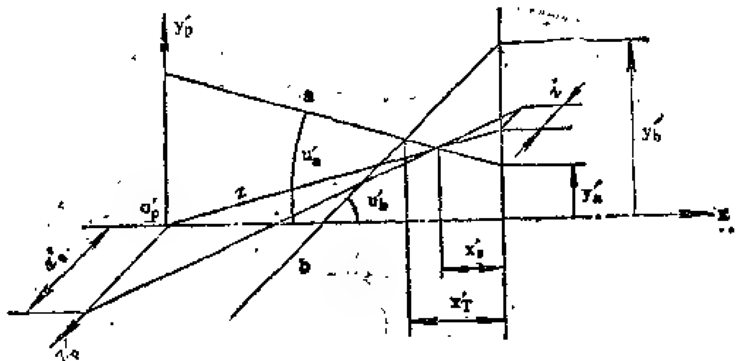


图5-80　象散和场曲计算

细光束象散，对偏心系统描了主光线之后，仍可用科丁顿公式计算

$$\frac{n' \cos^2 I'}{t'} - \frac{n \cos^2 I}{t} = \frac{n' \cos I' - n \cos I}{R}$$

$$\frac{n'}{s'} - \frac{n}{s} = \frac{n' \cos I' - n \cos I}{R}$$

起始数据 $t_1 = s_1 = (l - x_1)/\alpha_1$。当物在无限远时，$t_1$和$s_1$均为无穷大。

转面关系，与同心系统计算公式形式一样，即：

$$t_2 = t_1' - D_1$$

$$s_2 = s_1' - D_1$$

$$D_1 = (d_1 - x_1 + x_2)/\alpha_1'$$

最后计算细光束子午场曲x_t'，弧矢场曲x_s'和象散A_0'等。

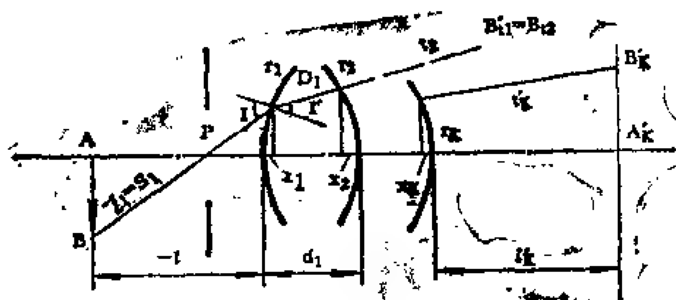


图 5-81 细光束象散和场曲计算

$$x_t' = t_k'\alpha_k' + x_k - l_k'$$

$$x_s' = s_k'\alpha_k' + x_k - l_k'$$

$$x_{ts}' = x_t' - x_s'$$

以上各式中字母意义及公式关系见图 5-81。

（5）点列图

若采用点列图评定象质，则偏心系统仍可用点列图评定偏心的影响。有些系统对偏心影响很敏感，如图 5-82 是 100 倍显微物镜中某个面偏心 1.5 分时，轴外点光束在理想象面上点列图的变化情况。图中联成封闭曲线的点是入瞳面上同一环带光线在象面上的交点。

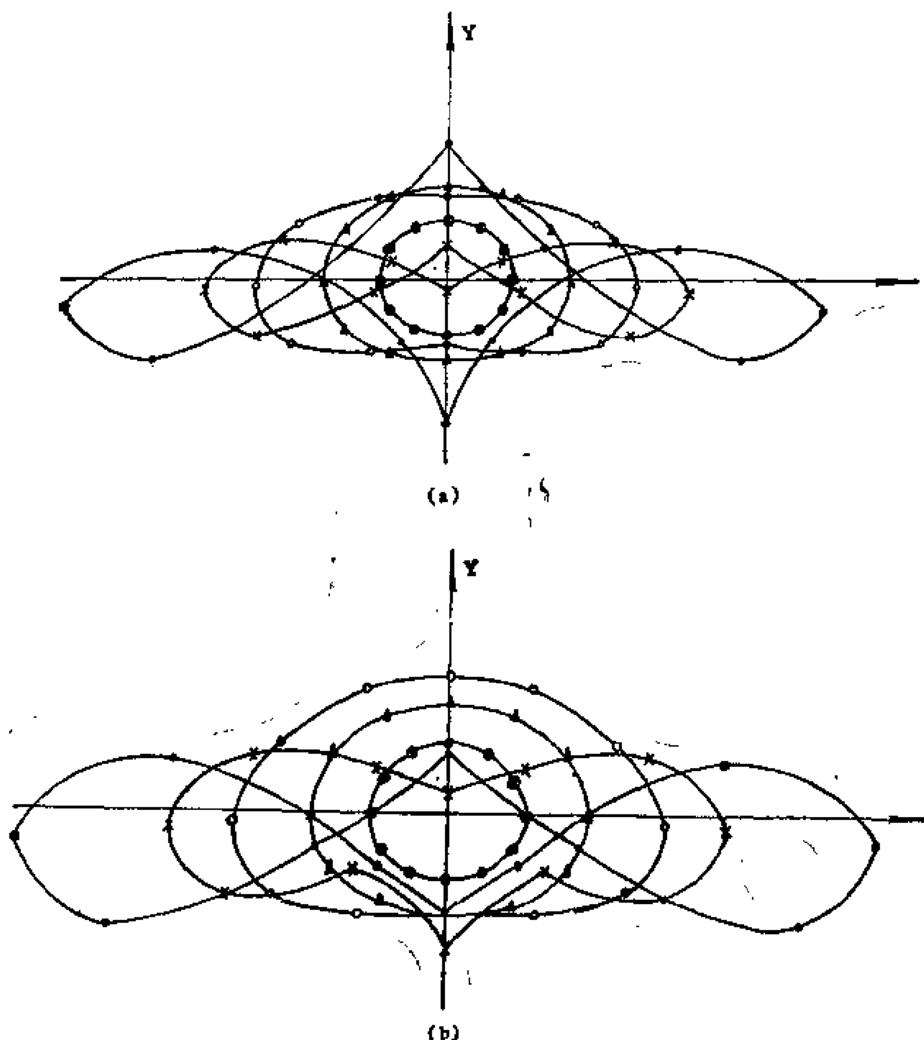


图 5-82 点列图比较

a）同心系统的点列图　　b）偏心系统的点列图

（6）传递函数

若采用传函评定象质，则偏心系统仍可计算传函，以兹比较。若计算几何传函，则用点列图计算点扩散函数或线扩散函数，然后按第六节公式（5-130）—（5-139）计算，也可直接用几何象差按下式计算。

$$\mathrm{OTF}(\nu_y,\ \nu_z)=\frac{1}{M}\sum_{j=1}^{M}\cos\left[2\pi(\nu_y\delta y_j+\nu_z\delta z_j)\right]$$

$$-\frac{i}{M}\sum_{j=1}^{M}\sin\left[2\pi(\nu_y\delta y_j+\nu_z\delta z_j)\right] \tag{5-184}$$

式中M是光线总数，ν_y，ν_z是y，z方向上的空间频率，δy_j，δz_j是j根光线的几何象差，由空间光线追迹直接得到。

如果只计算子午和弧矢两个方向的光学传递函数，则上式简化为

$$\mathrm{OTF}(\nu_y)=\frac{1}{M}\sum_{j=1}^{M}\cos 2\pi\nu_y\delta y_j-\frac{i}{M}\sum_{j=1}^{M}\sin 2\pi\nu_y\delta y_j \tag{5-185}$$

$$\mathrm{OTF}(\nu_z)=\frac{1}{M}\sum_{j=1}^{M}\cos 2\pi\nu_z\delta z_j-\frac{i}{M}\sum_{j=1}^{M}\sin 2\pi\nu_z\delta z_j$$

（7）轴向球差

由于系统偏心，在入瞳面上同一环带光束没有统一的球差，轴上点如同轴外点一样，可用子午球差和弧矢球差来量度。

子午球差　$\delta L'_T=X'_{0T}-x'_{0t}$

弧矢球差　$\delta L'_S=X'_{0S}-x'_{0s}$

X'_{0T}和X'_{0s}是用轴向边缘光线计算的，x'_{0t}，x'_{0s}是用轴向中心光线计算的，按前面介绍的计算场曲和象散的方法计算。$x'_{0t}-x'_{0s}$是中心象散。

四、波象差近似计算

对一般要求的光学仪器，衡量偏心对成象质量的影响，计算初级波差就够了，这比按经验给定中心偏差，更会符合技术要求和经济性。

（1）按单色波象差计算。

计算各面偏心引起的单色波象差变化量，可根据具体条件及习惯按下面三个公式进行：

$$\delta W=\frac{1}{2}(s_{\rm I}\delta y+s_{\rm II}\delta\eta) \tag{5-186}$$

$$\delta W=\frac{1}{2}s_{\rm I}\frac{\delta h}{h} \tag{5-187}$$

$$\delta W=\frac{1}{2}s_{\rm I}\frac{i_p}{i} \tag{5-188}$$

$$S_{\rm I}=nhi(i-i')(i'-u)=nh^4\left(\frac{1}{r}-\frac{1}{l}\right)^2\left[\frac{n}{n'}\left(\frac{1}{r}-\frac{1}{l}\right)-\frac{1}{l}\right]\left(1-\frac{n}{n'}\right) \tag{5-189}$$

$$\delta y=\frac{\delta Y}{Y},\quad \delta\eta=\frac{\delta H}{H}$$

δW——波差变化量；

$s_{\rm I}$——初级球差系数；

$s_{\rm II}$——初级彗差系数；$s_{\rm II}=s_{\rm I}\dfrac{i_{p_0}}{i}$；

δY——入射高度的实际变化量；

δH——物高实际变化量。

其余各字母意义及三公式计算实质见图 5-83。三公式计算的波差变化量δW，均为单个折射面偏心后轴上物点A至其理想象点$\overline{A}'$的波差变化量，即$\delta W=[A\overline{M}\overline{A}']-[A\overline{C}\overline{A}']-([AMA']-[ACA'])=[A\overline{M}\overline{A}'_{1c}]-[AMA']$，[　]表示光程，而$[A\overline{C}\,\overline{A}']=[ACA']$。可见三公式计算结果是等效的。但三公式（5-186）、（5-187）和（5-188）所取的对称轴分别为图 5-83 中的(a)，(b)和(c)图所示。

光学表面偏心之后，不仅自身造成波差变化，也对其后各面均有影响，可按如下方法计算各面综合的及伴生的波象差变化量。

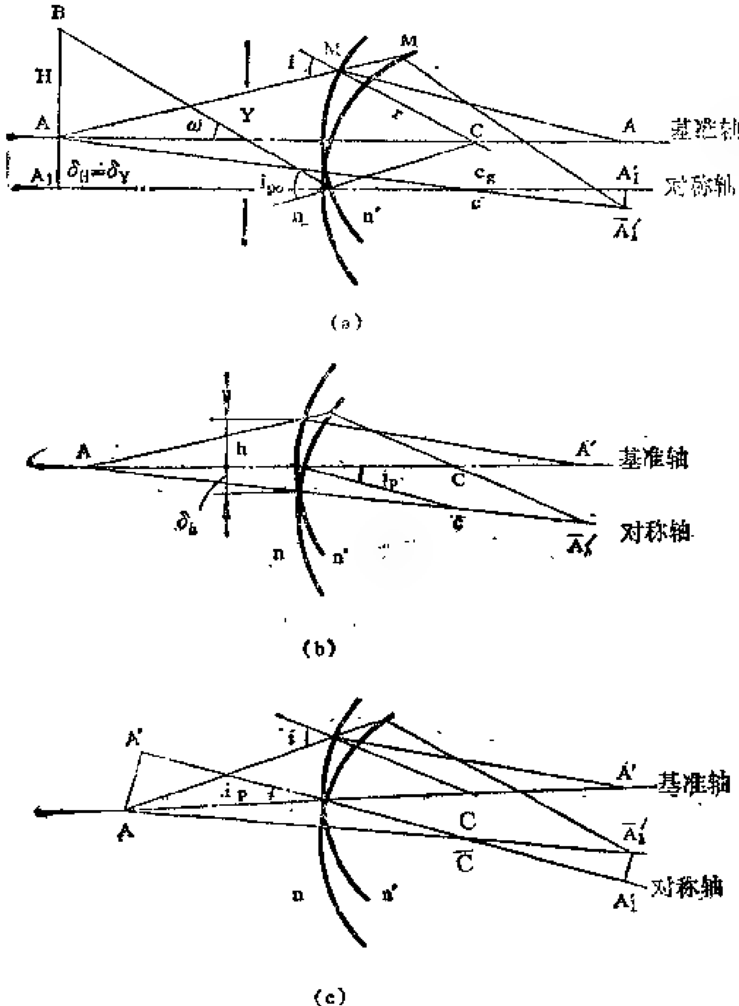


图 5-83　计算δW的三公式几何意义

按（5-182）式计算，必须先算出各面的δy，$\delta\eta$。

$$\delta y_1=-c_{q_1}/Y_1$$
$$\delta y_2=-(c_{q_2}-c_{q_1})/Y_2+\delta y_1$$
$$\delta y_3=-(c_{q_3}-c_{q_2})/Y_3+\delta y_2$$
$$\cdots\cdots$$
$$\delta y_n=-(c_{q_n}-c_{q_{n-1}})/Y_n+\delta y_{n-1}$$
$$\delta\eta_1=-c_{q_1}/H_1$$
$$\delta\eta_2=-(c_{q_2}-c_{q_1})/H_2+\delta\eta_1$$
$$\delta\eta_3=-(c_{q_3}-c_{q_2})/H_3+\delta\eta_2$$
$$\cdots\cdots$$
$$\delta\eta_n=-(c_{q_n}-c_{q_{n-1}})/H_n+\delta\eta_{n-1} \tag{5-190}$$

若第一面偏心了，第二、三面均不偏心，即球心偏$c_{q_2}=c_{q_3}=0$，则由公式组（5-190）得到：

$$\delta y_2=c_{q_1}/Y_2+\delta y_1$$
$$\delta y_3=\delta y_2$$
$$\delta\eta_2=c_{q_1}/H_2+\delta\eta_1$$
$$\delta\eta_3=\delta\eta_2 \tag{5-191}$$

当物在无限远时，$\delta\eta_1=0$，$H_2==l'_1\mathrm{tg}\,\omega'_1$，$l'_1$，$\omega'_1$是第一面折射后的象距和半视场角。

用（5-190）式计算的δy、$\delta\eta$代入（5-186）式得到的δW是各面综合的波象差变化量。而用（5-191）式计算的δy、$\delta\eta$代入（5-186）式得到的δW是偏心表面之后各面伴生的波差变化量。若仅用$\delta y=\delta\eta=c_{q_n}/Y_n=c_{q_n}/H_n$代入（5-186）计算$\delta W$，则是各面自生的波象差变化量。

按（5-187）式计算，必须先计算各面入射高度变化量δh。按下式计算的δh得到自生的δW。

$$\delta h_1=l_1c_{q_1}/(l_1-r_1)$$
$$\delta h_2=l_2c_{q_2}/(l_2-r_2)$$
$$\delta h_3=l_3c_{q_3}/(l_3-r_3) \tag{5-192}$$

当物在无限远时，$\delta h_1 = c_{q1}$，若第一面偏心了，第二、三面不偏心，那么计算二、三面伴生的波象差变化量时，用下式计算 δh_2、δh_3 代入（5-187）式即可。

$$\delta h_2 = l_2 c_{q1}/(l_2 - r_2) + l_2 \delta h_1 / l_1'$$
$$\delta h_3 = l_3 c_{q1}(r_3 - r_2)/(l_2 - r_2)(l_3 - r_3) + l_3 \delta h_2 / l_2' \tag{5-193}$$

按（5-188）式计算，必须先计算各面偏心后轴上光线的入射角 i_{p_0}，然后代入（5-188）式计算各面的自生的波象差变化量。

$$i_{p_1} = -c_{q_1}/r_1$$
$$i_{p_2} = -c_{q_2}/r_2$$
$$i_{p_3} = -c_{q_3}/r_3 \tag{5-194}$$

当第一面偏心后，二、三面不偏心，那么计算二、三面伴生的波象差变化量时，用下面公式计算 i_{p_0}，注意用此 i_p 计算的 δW 稍偏大，它与(5-193)中第二项仅用 δh（不乘 l_n/l'_{n-1} 因子）算出的结果一样。

$$i_{p_2} = -i_{p_1}\left(1 - \frac{n_1}{n_2}\right)$$
$$i_{p_3} = i_{p_2}\frac{n_2}{n_3} \tag{5-195}$$

在（5-188）式中的 $i = h\left(\frac{1}{r} - \frac{1}{l}\right)$，若追迹过近轴光线，则各面的 i 均已算出。

（2）按波色差计算

① 逐面计算

$$\delta W_{FC} = nhi_p\left(\frac{\delta_n'}{n'} - \frac{\delta_n}{n}\right) \tag{5-196}$$

式中 $i_p = -c_q/r$

$\delta_n = n_F - n_C$

② 按单块透镜计算

$$\delta W_{FC} = n' u' \frac{l'}{f'} \frac{c}{v} \tag{5-197}$$

式中 l' 是象距，f' 是焦距，当物在无限远时 $l' = f'$，又 $n' = 1$，所以：

$$\delta W_{FC} = u' \frac{c}{v}$$

$$v = \frac{n-1}{n_F - n_C}$$

c 是单透镜中心偏，图纸上给定或计算，若仅给定 r_1、r_2 面的球心偏 c_{q_1}、c_{q_2}，则 c 按下式求出。

$$c = \frac{c_{q_1} r_2 - c_{q_2} r_1}{r_2 - r_1} \quad \text{（按得到 } c \text{ 最大计算）}$$

（3）波象差近似计算举例。

利用公式（5-185）—（5-197）计算一个望远物镜。设第一面偏 6′，二、三面不偏心。物镜的结构参数及两条辅助光线追迹结果见表 5-6 和 5-7。

入射高度 $h = 12$。

①第一面偏 6′ 最大波差变化量

表 5-6 望远物镜结构参数

面 号	曲率半径	间 隔	n_e	n_c	n_F
1	72.95				
		6.6	1.5302	1.527608	1.536378
2	-49.2				
		2.8	1.6164	1.611596	1.628436
3	-230.7				

表 5-7 两条辅助光线追迹结果

面 号	物 距 l	入射角 i	球 差 s_I	彗 差 s_{II}
1	∞	0.205620	0.029528	0.010600
2	203.940	-0.366566	-0.066636	0.007593
3	278.257	-0.114051	0.044001	-0.017004
Σ			0.006893	0.001189

按（5-187）式计算，$\delta h_1 = r_1[6'] = -c_{q_1} = 72.95\times0.0017453 = 0.13$

$$\therefore\quad \delta W_1 = \frac{1}{2}s_I\frac{\delta h_1}{h} = \frac{1}{2}\times0.029528\times\frac{0.13}{15} = 0.000128$$

按(5-190)式计算，$i_{p_1} = -c_{q_1}/r_1 = \dfrac{0.13}{72.95} = 0.001782$

$$\therefore\quad \delta W_1 = \frac{1}{2}s_I\frac{i_{p1}}{i_1} = \frac{1}{2}\times0.029528\times\frac{0.001782}{0.20562} = 0.000128$$

按（5-186）式计算，因为 $\delta\eta = 0$，则（5-186）式变为

$\delta W_1 = \dfrac{1}{2}s_I\dfrac{\delta Y_1}{Y} = \dfrac{1}{2}s_I\dfrac{\delta h}{h}$，自然与（5-187）式计算结果一样。其实（5-187）式也很容易推导到（5-188）式。

②计算二、三面的伴生象差

按（5-186）式计算，光应用公式组（5-191）计算 δy_2，δy_3，$\delta\eta_2$，$\delta\eta_3$。

$$\delta y_2 = c_{q_1}/Y_2 + \delta y_1 = c_{q_1}/Y_1 - c_{q_1}/Y_1 = 0$$

$$\delta y_3 = \delta y_2 = 0$$

$$\delta\eta_2 = c_{q_1}/H_2 + \delta\eta_1 = \frac{c_{q1}}{l'\,\mathrm{tg}\omega_1'} + 0 = \frac{-0.13}{210.541\times\mathrm{tg}2.7651^\circ} = -0.012785$$

$$\delta\eta_3 = \delta\eta_2 = -0.012785$$

$$\therefore\quad \delta W_2 = \frac{1}{2}(s_I\delta y_2 + s_{II}\delta\eta_2) = \frac{1}{2}\times(0.007593)\times(-0.012785)$$

$$= -0.00004854$$

$$\delta W_3 = \frac{1}{2}(-0.017004)\times(-0.012785) = 0.0001087$$

$$\therefore\quad \delta W = \delta W_1 + \delta W_2 + \delta W_3 = 0.000128 - 0.00004854 + 0.0001087 = 0.0001886$$

按（5-187）式计算，先应用公式组（5-193）计算 δh_2，δh_3。

$$\delta h_2 = l_2 c_{q_1}/(l_2 - r_2) + \delta h_1 l_2/l_1' =$$

$$= \frac{203.94\times(-0.13)}{203.94-(-49.2)}+0.13\times\frac{203.94}{210.541}=0.021191$$

$$\delta h_3 = -\frac{c_{q_1}(r_3-r_2)l_3}{(l_2-r_2)(l_3-r_3)}+\delta h_2\frac{l_3}{l_2'}=\frac{-0.13\times[-230.7-(-49.2)]\times278.257}{253.14\times508.957}+$$

$$+0.021191\times\frac{278.257}{281.057}=0.0509594+0.020980=0.07194$$

$$\therefore \delta W_2=\frac{1}{2}s_I\frac{\delta h_2}{h_2}=\frac{1}{2}\times(-0.066636)\times\frac{0.021191}{15}=-0.0000471$$

$$\delta W_3=\frac{1}{2}\times0.044001\times\frac{0.07194}{15}=0.00010554$$

$$\therefore \delta W=\delta W_1+\delta W_2+\delta W_3=0.000128-0.0000471+0.00010554=0.0001865.$$

按（5-188）式计算，先应用公式组（5-195）计算 i_p。

$$i_{p2}=-i_{p_1}\left(1-\frac{n_1}{n_2}\right)=-0.001782\times\left(1-\frac{1.0}{1.5302}\right)=-0.0006174$$

$$i_{p3}=i_{p_2}\frac{n_2}{n_3}=-0.0006174\times\frac{1.5302}{1.6164}=-0.0005845$$

$$\therefore \delta W_2=\frac{1}{2}s_I\frac{i_{p_2}}{i_2}=\frac{1}{2}\times(-0.066636)\times\frac{-0.0006174}{-0.366566}=-0.00005612$$

$$\delta W_3=\frac{1}{2}\times0.04401\times\frac{-0.0005845}{-0.114051}=0.00011277$$

$$\therefore \delta W=0.000128-0.00005612+0.00011277=0.0001847$$

注意上面计算出 δW 是轴向光束上边缘光线对各面辅助轴总的波差变化量。但辅助轴各面不同，所以 δW 不能衡量一束光的波差变化量。若考虑到上边缘光线在各面上的高度变化 δh，与下边缘光线高度变化的绝对值一样，但总是反号。所以 $|\delta W_a|=|\delta W_b|$，上、下光线 a、b 由于偏心引起的波差变化量之差 $\delta W_{ab}=\delta W_a-\delta W_b=2|\delta W_a|=2|\delta W_b|$。前面按（5-186）、（5-187）、（5-188）三公式计算的结果很一致，即取 $\delta W_a\doteq0.000188$，所以 $\delta W_{ab}=2\times0.000188=0.000376$。对同轴系统 $\delta W_{ab}=0$。

下面计算波色差。仅计算上例中的正透镜，其 $f'=56.476$，并假设处在空气中，取 $i_{p_1}=[6']=0.00174533$。

按面计算，由公式（5-196），第一面的 δW_{FC_1}

$$\delta W_{FC_1}=15\times0.00174533\times\frac{0.00877}{1.5302}=0.000150045.$$

第二面，$h_2=14.53$，$-i_{p_2}=(i_{p_1}-i'_{p_1})+[6']=0.000235007$

$$\delta W_{FC_2}=14.53\times(-0.00235007)\times\left(-\frac{0.00877}{1.5302}\right)=0.000299455$$

$$\therefore \delta W_{FC}=\delta W_{FC_1}+\delta W_{FC_2}=0.0004494$$

按单块透镜计算，由公式（5-197）$\delta W_{FC}=u'\dfrac{c}{v}$。

$$c=\frac{c_{q_1}r_2-c_{q_2}r_1}{r_2-r_1}$$

$$c_{q_1}=[6']r_1=0.00174533\times72.95=0.1273$$

$$c_{q_2}=[6']r_2=0.00174533\times49.2=0.0859$$

$$\therefore\ c=\frac{0.1273\times(-49.2)-0.0859\times72.95}{-49.2-72.95}=0.1026$$

$$\therefore\ \delta W_{FC}=\frac{h}{f'}\cdot\frac{c}{\gamma}=\frac{15}{56.476}\times\frac{0.1026}{60.5}=0.0004519$$

两者符合很好，说明中心偏 c 计算公式正确。

中心垂轴色差线值 $\Delta Y'_{FC}=\frac{\delta W_{FC}}{n'u'}=\frac{0.00045}{1\times0.2656}=0.00169$，此值与描近轴光路计算的 $\Delta Y'_{FC}=l'\delta_{CF}=f'(\delta'_F-\delta_C)=56.476\times(0.0018285-0.001799)=0.000166$ 也很符合。在决定中心偏 c 的公差时，可根据波象差和几何象差互相印证。

附录　数学用表

表 5-8　数学常数

$\pi=$ 3.14159	26535	89793	23846
$\frac{180}{\pi}=57.29577$	95130	82320	87540
$\frac{\pi}{180}=0.01745$	32925	19943	29577
$e=2.71828$	18284	59045	23536
$\sqrt{0.5}=0.70710$	67811	86547	52440
$\sqrt{2}=1.41421$	35623	73095	04880
$\sqrt{3}=1.73205$	08075	68877	29641
$\sqrt{\pi}=1.77245$	38509	05516	02729

表 5-9　级数展开式

$$\sin x=x-\frac{x^3}{3!}+\frac{x^5}{5!}-\frac{x^7}{7!}+\cdots\cdots$$

$$\sin^2 x=x^2-x^4\frac{2}{3!}+x^6\left(\frac{2}{5!}+\frac{1}{3!3!}\right)-x^8\left(\frac{2}{7!}+\frac{2}{3!5!}\right)+x^{10}\left(\frac{2}{9!}+\frac{2}{3!7!}+\frac{1}{5!5!}\right)-$$
$$-x^{12}\left(\frac{2}{11!}+\frac{2}{3!9!}+\frac{2}{5!7!}\right)+\cdots\cdots$$

$$\sin^3 x=x^3-x^5\frac{3}{3!}+x^7\left(\frac{3}{5!}+\frac{3}{3!3!}\right)-x^9\left(\frac{3}{7!}+\frac{6}{3!5!}+\frac{1}{3!3!}\right)+\cdots\cdots$$

$$\sin^4 x=x^4-x^6\frac{2}{3}+x^8\frac{1}{5}-x^{10}\frac{34}{945}+\cdots\cdots$$

$$\sin^{-1} x=x+\frac{1}{2}\cdot\frac{x^3}{3}+\frac{1}{2}\cdot\frac{3}{4}\cdot\frac{x^5}{5}+\frac{1}{2}\cdot\frac{3}{4}\cdot\frac{5}{6}\cdot\frac{x^7}{7}+\cdots\cdots$$

$$\cos=1-\frac{x^2}{2!}+\frac{x^4}{4!}-\frac{x^6}{6!}+\cdots\cdots$$

$$\cos^2 x=1-\sin^2 x=1-x^2+\frac{x^4}{3}-\frac{2x^6}{45}+\frac{16x^8}{7!}-\cdots\cdots$$

$$\cos^3 x=1-\frac{3x^2}{2}+\frac{21x^4}{4!}-\frac{183x^6}{6!}+\frac{1,641x^8}{8!}-\cdots\cdots$$

$$\cos^4 x=1-2x^2+\frac{5x^4}{3}-\frac{34x^6}{45}+\frac{13x^8}{63}-\cdots\cdots$$

$$\cos^{-1}x=\frac{\pi}{2}-x-\frac{1}{2}\frac{x^3}{3}-\frac{1}{2}\frac{3}{4}\frac{x^5}{5}-\cdots\cdots$$

$$\mathrm{tg}x=x+\frac{x^3}{3}+\frac{2x^5}{15}+\frac{17x^7}{315}+\frac{62x^9}{2,835}-\cdots\cdots\quad x^2<\frac{\pi^2}{4}$$

$$\mathrm{tg}x=\sin x+\frac{1}{2}\sin^3x+\frac{1\cdot3}{2^2\cdot2!}\sin^5x+\frac{1\cdot3\cdot5}{2^3\cdot3!}\sin^7x+\cdots\cdots$$

$$\mathrm{tg}^2x=x^2+\frac{3x^4}{2}+\frac{17x^6}{45}+\frac{62x^8}{315}+\frac{1,382x^{10}}{9^2\cdot7\cdot25}+\cdots\cdots$$

$$\mathrm{tg}^{-1}x=x-\frac{x^3}{3}+\frac{x^5}{5}-\frac{x^7}{7}+\cdots\cdots\quad x^2<1$$

$$\mathrm{tg}^{-1}x=\frac{\pi}{2}-\frac{1}{x}+\frac{1}{3x^3}-\frac{1}{5x^5}+\cdots\cdots\quad x^2>1$$

$$e^x=1+x+\frac{x^2}{2!}+\frac{x^3}{3!}+\frac{x^4}{4!}+\cdots\cdots$$

$$e^z=e^x\ (\cos y+i\sin y)\qquad z=x+iy$$

$$a^x=1+x\ln a+\frac{(x\ln a)^2}{2!}+\frac{(x\ln a)^3}{3!}+\cdots\cdots$$

$$(x+y)^n=x^n+nx^{(n-1)}y+\frac{n(n-1)}{2!}x^{(n-2)}y^2+\frac{n(n-1)(n-2)}{3!}x^{(n-3)}y^3+\cdots\cdots\qquad y^2<x^2$$

$$f(x+y)=f(x)+hf'(x)+\frac{h^2f''(x)}{2!}+\frac{h^3f'''(x)}{3!}+\cdots\cdots$$

$$=f(h)+xf'(h)+\frac{x^2f''(h)}{2!}+\frac{x^3f'''(h)}{3!}+\cdots\cdots$$

$$f(x)=f(0)+xf'(0)+\frac{x^2f''(0)}{2!}+\frac{x^3f'''(0)}{3!}+\cdots\cdots$$

如果

$$y=a_1x+a_2x^2+a_3x^3+\cdots\cdots$$

则

$$x=A_1y+A_2y^2+A_3y^3+\cdots\cdots$$

这里

$$A_1=\frac{1}{a_1}\qquad A_2=\frac{a_2}{-a_1^3}\qquad A_3=\frac{2a_2^2-a_1a_3}{a_1^5}$$

$$A_4=(5a_1a_2a_3-a_1^2a_4-5a_2^3)/a_1^7$$

$$A_5=(6a_1^2a_2a_4+3a_1^2a_3^2+14a_2^4-a_1^3a_5-21a_1a_2^2a_3)/a_1^9$$

$$A_6=(7a_1^3a_2a_5+7a_1^3a_3a_4+84a_1a_2^3a_3-a_1^4a_6-28a_1^2a_2^2a_4-28a_1^2a_2a_3^2-42a_2^5)/a_1^{11}$$

$$A_7=(8a_1^4a_2a_6+8a_1^4a_3a_5+4a_1^4a_4^2+120a_1^2a_2^3a_4+180a_1^2a_2^2a_3^2+132a_2^6-a_1^5a_7-36a_1^3a_2^2a_5-$$
$$-72a_1^3a_2a_3a_4-12a_1^3a_3^3-330a_1a_2^4a_3)/a_1^{13}$$

表 5-10　二次曲线方程

通过原点的二次曲线：

$$y^2-2rx+\mathrm{P}x^2=0$$

$$x=\frac{r\pm(r^2-\mathrm{P}y^2)^{1/2}}{\mathrm{P}}$$

$$x=\frac{cy^2}{1+(1-\mathrm{P}c^2y^2)^{1/2}}$$

$$x=\frac{y^2}{2r}+\frac{1\mathrm{P}y^4}{2^2\cdot2!\cdot r^3}+\frac{1\cdot3\cdot\mathrm{P}^2y^6}{2^3\cdot3!\cdot r^5}+\frac{1\cdot3\cdot5\cdot\mathrm{P}^3y^8}{2^4\cdot4!\cdot r^7}+\cdots$$

这里

r——密切半径

$c=1/r$

$P>1$——椭圆

$P=1$——圆

$1>P>0$——椭圆

$P=0$——抛物线

$P<0$——双曲线

以焦点作为原点的极坐标二次曲线：

$$\rho=\frac{r}{1+e\cos\theta}\qquad\text{这里}\qquad P=1-e^2$$

表 5-11　贝塞尔函数 $J_0(x)$ 和 $J_1(x)$ 表

x	$J_0(x)$	$J_1(x)$	x	$J_0(x)$	$J_1(x)$	x	$J_0(x)$	$J_1(x)$
0.0	1.0000	0.0000	3.0	−0.2601	0.3391	6.0	0.1506	−0.2767
0.1	0.9975	0.0499	3.1	−0.2921	0.3009	6.1	0.1773	−0.2559
0.2	0.9900	0.0995	3.2	−0.3202	0.2613	6.2	0.2017	−0.2329
0.3	0.9776	0.1483	3.3	−0.3443	0.2207	6.3	0.2238	−0.2081
0.4	0.9604	0.1960	3.4	−0.3643	0.1792	6.4	0.2433	−0.1816
0.5	0.9385	0.2423	3.5	−0.3801	0.1374	6.5	0.2601	−0.1538
0.6	0.9120	0.2867	3.6	−0.3918	0.0955	6.6	0.2740	−0.1250
0.7	0.8812	0.3290	3.7	−0.3992	0.0538	6.7	0.2851	−0.0953
0.8	0.8463	0.3688	3.8	−0.4026	0.0128	6.8	0.2931	−0.0652
0.9	0.8075	0.4059	3.9	−0.4018	−0.0272	6.9	0.2981	−0.0349
1.0	0.7652	0.4401	4.0	−0.3971	−0.0660	7.0	0.3001	−0.0047
1.1	0.7196	0.4709	4.1	−0.3887	−0.1033	7.1	0.2991	0.0252
1.2	0.6711	0.4983	4.2	−0.3766	−0.1386	7.2	0.2951	0.0543
1.3	0.6201	0.5220	4.3	−0.3610	−0.1719	7.3	0.2882	0.0826
1.4	0.5669	0.5419	4.4	−0.3423	−0.2028	7.4	0.2786	0.1096
1.5	0.5118	0.5579	4.5	−0.3205	−0.2311	7.5	0.2663	0.1352
1.6	0.4554	0.5699	4.6	−0.2961	−0.2566	7.6	0.2516	0.1592
1.7	0.3980	0.5778	4.7	−0.2693	−0.2791	7.7	0.2346	0.1813
1.8	0.3400	0.5815	4.8	−0.2404	−0.2985	7.8	0.2154	0.2014
1.9	0.2818	0.5812	4.9	−0.2097	−0.3147	7.9	0.1944	0.2192
2.0	0.2239	0.5767	5.0	−0.1776	−0.3276	8.0	0.1717	0.2346
2.1	0.1666	0.5683	5.1	−0.1443	−0.3371	8.1	0.1475	0.2476
2.2	0.1104	0.5560	5.2	−0.1103	−0.3432	8.2	0.1222	0.2580
2.3	0.0555	0.5399	5.3	−0.0758	−0.3460	8.3	0.0960	0.2657
2.4	0.0025	0.5202	5.4	−0.0412	−0.3453	8.4	0.0692	0.2708
2.5	−0.0484	0.4971	5.5	−0.0068	−0.3414	8.5	0.0419	0.2731
2.6	−0.0968	0.4708	5.6	0.0270	−0.3343	8.6	0.0146	0.2728
2.7	−0.1424	0.4416	5.7	0.0599	−0.3241	8.7	−0.0125	0.2697
2.8	−0.1850	0.4097	5.8	0.0917	−0.3110	8.8	−0.0392	0.2641
2.9	−0.2243	0.3754	5.9	0.1220	−0.2951	8.9	−0.0653	0.2559
9.0	−0.0903	0.2453	11.0	−0.1712	−0.1768	13.0	0.2069	−0.0703
9.1	−0.1142	0.2324	11.1	−0.1528	−0.1913	13.1	0.2129	−0.0489
9.2	−0.1367	0.2174	11.2	−0.1330	−0.2039	13.2	0.2167	−0.0271
9.3	−0.1577	0.2004	11.3	−0.1121	−0.2143	13.3	0.2183	−0.0052
9.4	−0.1768	0.1816	11.4	−0.0902	−0.2225	13.4	0.2177	0.0166

续表

x	$J_0(x)$	$J_1(x)$	x	$J_0(x)$	$J_1(x)$	x	$J_0(x)$	$J_1(x)$
9.5	−0.1939	0.1613	11.5	−0.0677	−0.2284	13.5	0.2150	0.0380
9.6	−0.2090	0.1395	11.6	−0.0446	−0.2320	13.6	0.2101	0.0590
9.7	−0.2218	0.1166	11.7	−0.0213	−0.2333	13.7	0.2032	0.0791
9.8	−0.2323	0.0928	11.8	0.0020	−0.2323	13.8	0.1943	0.0984
9.9	−0.2403	0.0684	11.9	0.0250	−0.2290	13.9	0.1836	0.1165
10.0	−0.2495	0.0435	12.0	0.0477	−0.2234	14.0	0.1711	0.1334
10.1	−0.2490	0.0184	12.1	0.0697	−0.2157	14.1	0.1570	0.1488
10.2	−0.2496	−0.0066	12.2	0.0908	−0.2060	14.2	0.1414	0.1626
10.3	−0.2477	−0.0313	12.3	0.1108	−0.1943	14.3	0.1245	0.1747
10.4	−0.2434	−0.0555	12.4	0.1296	−0.1807	14.4	0.1065	0.1350
10.5	−0.2366	−0.0789	12.5	0.1469	−0.1655	14.5	0.0875	0.1934
10.6	−0.2276	−0.1012	12.6	0.1626	−0.1487	14.6	0.0679	0.1999
10.7	−0.2164	−0.1224	12.7	0.1766	−0.1307	14.7	0.0476	0.2043
10.8	−0.2032	−0.1422	12.8	0.1887	−0.1114	14.8	0.0271	0.2066
10.9	−0.1881	−0.1603	12.9	0.1988	−0.0912	14.9	0.0064	0.2069

参 考 文 献

[1] Cooke, G. H., *J. Soc. Motion Pict. Telev. Eng.*, 65, 151 (1956).

[2] Smith, W. J., Modern Optical Engineering: The Design of Optical Systems, McGraw-Hill, (1966).

[3] Feder, D., *J. Opt. soc. Am.*, 41, 630 (1951).

[4] MIL-HDBK-141, Handbook of Optical Design, U. S. Government Printing Office, (1962).

[5] Conrady, A. E., Applied Optics and Optical Design, Dover, 1, (1957).

[6] Cox, A., A System of Optical Design, Focal Press, (1961).

[7] Wolfe, W. L., Handbook of Military Infrared Technology, Office of Naval Research, p. 369; p. 421 (1965).

[8] Hopkins, H., Wave Theory of Aberrations, Oxford, (1950).

[9] Buchdahl, H. A., Optical Aberration Coefficients, Dover, (1968).

[10] Born, M., and E. Wolf, Principles of Optics, Macmillan, (1964).

[11] Perrin, F., *J. Soc. Motion Pict. Telev. Eng.*, 69, 151; 239 (1960).

[12] Cooley, J. W., and J. W. Tukey, *Math. Comput.*, 19, 297 (1965).

[13] Barakat., R. G. *J. Opt. Soc. Am.*, 54, 38 (1964).

[14] Barakat, R. G. and A. Houston. *J. Opt. Soc. Am.*, 54, 1084 (1964).

[15] Linfoot, E. H, Fourier Methods in Optical Design. Focal Press, (1964).

[16] O'Neill, E. L. *J. Opt. Soc. Am.*. 46, 285 (1956).

[17] Stephens, R., and L. Sutton, *J. Opt. Soc. Am.*, 58, 1001 (1968).

[18] Coltman, J. W., *J. Opt. Soc. Am.*, 44, 468 (1954).

[19] Kelly, D., *Appl. opt.*, 4, 435 (1965).

[20] Walles, S., and R. Hopkins, *Appl. Opt.*, 3, 1447 (1964).

[21] Potter, R., *J. Opt. Soc. Am.*, 51, 1079 (1961).

[22] Williamson, D., *J. Opt. Soc. Am.*, 42, 712 (1952).
[23] McNeil, G. T., Optical Fundamentals of Underwater Photography, Photogrammetry, Rockville, Md. (1968).
[24] Schenck, H., and H. Kendall, Underwater Photography, Cornell Maritime Press, (1957).
[25] Amon., M., and S. Rosin, *Appl. Opt.*, 6, 963 (1967).
[26] Kingslake, R., *J. Soc. Motion Pict. Telev. Eng.* 69, 534 (1960).
[27] Glatzel, E., and R. Wilson. *Appl. Opt.*, 7, 265 (1968).
[28] Meiron, J., *Appl. Opt.*, 7, 667 (1968).
[29] Spencer, G., *Appl. Opt.* 2, 1257 (1963).

第六章 信息光学

本世纪三十年代后期，物理学家注意到，通讯系统和成象系统从信息论的角度来看，两者没有实质性的差别。对光学信息的收集和传递过程与通讯理论一样，可使用傅里叶分析和系统理论来描述。当把傅里叶分析及系统综合技术的原理移植到光学领域时，只要把信息对时间的依赖关系改变为信息对空间的依赖关系就行了。与此同时，由于电气通讯技术与理论渐趋完备，电气工程师们也极力希望把他们熟悉的一套理论和方法推广到其它领域。这种两相情愿的结合和相互渗透，导致了古老光学的一个年青分支——信息光学，或称做傅里叶光学的产生。

六十年代激光器的问世，使人们具有了时间相干性和空间相干性都非常好的光源，这就为傅里叶光学的理论研究提供了有力的实验手段，大大地加快了这门科学的发展，并使之获得了广泛的具有实际价值的应用。

第一节 数学预备知识[1][4]

一、均方逼近与正交展开

为了简化运算，常将一个给定函数 $f(t)$ 用一组线性独立的函数 $\{\varphi_n(t)\}$ 的线性组合

$$\hat{f}(t) = \sum_{n=1}^{k} C_n\varphi_n(t) \tag{6-1}$$

近似表示。其中系数 C_n 按均方误差

$$\epsilon = \int_{t_1}^{t_2} \left| f(t) - \hat{f}(t) \right|^2 dt \tag{6-2}$$

最小的原则确定。并称这样得到的系数 C_n 为最小二乘意义上的最佳系数。对此有定理：

当 C_n 为最佳系数时，误差 $(f-\hat{f})$ 与函数组 $\{\varphi_n\}$ 正交，即

$$\langle (f-\hat{f}),\ \varphi_n \rangle = 0,\quad n=1,\ 2,\cdots,k \tag{6-3}$$

其中尖括号表示函数的内积。二函数 $x(t)$ 和 $y(t)$ 的内积，定义为

$$\langle x,\ y \rangle \triangleq \int_{-\infty}^{\infty} x(t)y^*(t)dt \tag{6-4}$$

为简单计，假定为实函数。将（6-1）式代入（6-2），并令 $d\epsilon/dC_n=0$，得到

$$-2\int_{t_1}^{t_2}\left[f(t) - \sum_{n=1}^{k} C_n\varphi_n(t)\right]\varphi_n(t)dt = 0$$

此即（6-3）式。（6-3）式等价于下述方程组

$$\langle\varphi_1,\ \varphi_n\rangle C_1 + \langle\varphi_2,\ \varphi_n\rangle C_2 + \cdots\cdots + \langle\varphi_k,\ \varphi_n\rangle C_n = \langle f,\ \varphi_n\rangle \tag{6-5}$$

$$n=1,\ 2,\ \cdots\cdots,k$$

解方程组（6-5）即可得到最佳系数 C_n。一般情况下，方程组（6-5）是一个很大的联立方程组，不易求解，但当 $\{\varphi_n\}$ 构成正交组时，即当

$$\langle\varphi_n,\ \varphi_m\rangle = E_n\delta_{nm} \tag{6-6}$$

时，可立刻解出（6-5），并得到

$$C_n = \frac{1}{E_n}\langle f,\ \varphi_n\rangle \tag{6-7}$$

如果上述 $E_n=1$，则称 $\{\varphi_n(t)\}$ 构成正交归一组。又若对任意在所述区间 $(t_1,\ t_2)$ 上不恒为零的平方可积函数 $g(t)$，都有

$$\int_{t_1}^{t_2} g(t')\varphi_n^*(t')dt' = 0 \quad n=1,\ 2,\ \cdots\cdots, k \tag{6-8}$$

则称 $\{\varphi_n\}$ 在此区间上构成正交归一完备组。一个正交归一完备组构成函数空间的一个正交归一基底。（6-8）式表明，任意满足上述条件的函数 $g(t)$ 都可表为基底函数的线性组合，并称为函数 $g(t)$ 的正交展开。

上面假定了组 $\{\varphi_n\}$ 中的序号 n 取整数。如果用可取任意实数值的参数 μ 代替 n，则函数组 $\{\varphi(t;\ \mu)\}$ 构成一个连续集。任意函数 $f(t)$ 的展开式可写成

$$f(t) = \int_{t_1}^{t_2} W(\mu)\varphi(t;\ \mu)d\mu \tag{6-9}$$

其中 $W(\mu)$ 称为权函数，与间断情况下的系数 C_n 相对应。正交性表为

$$\int_{t_1}^{t_2} \varphi(t;\mu)\varphi^*(t;\mu')dt = \alpha(\mu)\delta(\mu-\mu') \tag{6-10}$$

若 $\alpha(\mu)=1$，则称函数集 $\{\varphi(t;\mu)\}$ 为归一的。不失一般性，设 $\{\varphi(t;\mu)\}$ 为正交归一集。用 $\varphi^*(t;\mu')$ 乘（6-9）式两边，并在所述区间上积分。交换积分次序，并利用（6-10）和 δ-函数的筛选性质，可得

$$W(\mu) = \int_{t_1}^{t_2} f(t)\varphi^*(t;\mu)dt \tag{6-11}$$

二、傅里叶级数与傅里叶积分

（一）傅里叶级数

按照傅里叶定理，任何周期函数 $f(t+nT)=f(t)$，只要满足狄义赫利条件：①在有限区间 $t_1\leqslant t\leqslant t_2$ 内 $f(t)$ 单值，②只可能有有限个极大值和极小值，③最多只能有有限个有限间断点，④平方可积，则可展开成正、余弦或复指数函数的级数形式。对于定义在有限区间上的非周期函数，可先作周期延拓后，再进行级数展开。

傅里叶级数是一种（6-1）式形式的展开，其基底函数或是正、余弦函数

$$\varphi_n(t) = \begin{Bmatrix}\sin(2\pi n\nu_0 t)\\ \cos(2\pi n\nu_0 t)\end{Bmatrix} \qquad n=0,\ 1,\ 2\cdots\cdots \tag{6-12}$$

或是复指数函数

$$\varphi_n(t) = e^{j2\pi n\nu_0 t} \qquad n=0,\ \pm1,\ \pm2,\ \cdots\cdots \tag{6-13}$$

其中 $\nu_0=1/T$ 称为基频。

考虑满足狄义赫利条件的周期函数 $f(t)$，用复指数形式的基底函数，有

$$f(t) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} C_n e^{j2\pi n\nu_0 t} \tag{6-14}$$

$$C_n=\frac{1}{T}\int_t^{t+T} f(t')e^{-j2\pi n\nu_0 t'}dt' \tag{6-15}$$

级数（6-14）在每一连续点均匀收敛到 $f(t)$，而在每一间断点，则收敛到函数在该点左右极限的平均值。

（二）傅里叶积分

定义在有限区间上的非周期函数虽可先作周期延拓后再展开成傅里叶级数，但这种展开仅在该有限区间上适用。要处处表示一个非周期函数，就必须用傅里叶积分。这可如下看出。

将（6-15）代入（6-14），并将在一周期内的积分写成从 $-\frac{T}{2}$ 到 $\frac{T}{2}$，得

$$f(t)=\sum_{n=-\infty}^{\infty}\left(\frac{1}{T}\int_{-\frac{T}{2}}^{\frac{T}{2}} f(t')e^{-j2\pi n\nu_0 t'}dt'\right)e^{j2\pi n\nu_0 t}$$

令 $\nu_0=1/T\triangleq\triangle\nu$，$n\nu_0=n/T\triangleq\nu$，上式可写成

$$f(t)=\sum_{n=-\infty}^{\infty}\triangle\nu\left(\int_{-\frac{T}{2}}^{\frac{T}{2}} f(t')e^{-j2\pi\nu t'}dt'\right)e^{j2\pi\nu t}$$

再让 $T\to\infty$，则 $\triangle\nu\to 0$，求和过渡到积分，上式变成

$$f(t)=\int_{-\infty}^{\infty}\left(\int_{-\infty}^{\infty} f(t')e^{-j2\pi\nu t'}dt'\right)d\nu \tag{6-16}$$

令

$$F(\nu)=\int_{-\infty}^{\infty} f(t')e^{-j2\pi\nu t'}dt' \tag{6-17}$$

则（6-16）写成

$$f(t)=\int_{-\infty}^{\infty} F(\nu)e^{j2\pi\nu t}d\nu \tag{6-18}$$

$T\to\infty$，函数就失去了周期性。（6-17）和（6-18）称为傅里叶积分。它们是（6-9）和（6-11）形式的展开，相应的基底函数为 $e^{j2\pi\nu t}$。权函数 $F(\nu)$ 叫作函数 $f(t)$ 的傅里叶变换，而 $f(t)$ 则称为 $F(\nu)$ 的傅里叶逆变换。$f(t)$ 是某种量的时域表示，$F(\nu)$ 则是同一量的时间频率域表示，或称为 $f(t)$ 的频谱。这种关系常表示成

$$F(\nu)=\mathscr{F}\{f(t)\},\quad f(t)=\mathscr{F}^{-1}\{F(\nu)\}$$

任意函数 $f(t)$ 的频谱 $F(\nu)$ 一般是复值函数，因此可写成

$$F(\nu)=A(\nu)e^{-j\phi(\nu)} \tag{6-19}$$

其中 $A(\nu)$ 和 $\phi(\nu)$ 都是实函数，并分别称为 $f(t)$ 的振幅谱和相位谱。

以上，若用空间变数 x 代替时间变数 t，则时间频率 ν 就代之以空间频率 ξ，相应的时间频谱也就代之以空间频谱。

（三）广义傅里叶变换与广义函数

并非任何函数都存在傅里叶变换，函数 $f(x)$ 存在傅里叶变换的充分条件是：①单值，②在任意有限区间上只能有有限个极大值和极小值，③在（$-\infty$，∞）上最多只能有有限个有限间断点，④在（$-\infty$，∞）上绝对可积。

实际物理量都满足上述条件，所以任何描写实际物理量的函数都存在傅里叶变换。然而

在科学和工程中为了分析的方便，往往采用某些理想化的数学函数来近似表示实际物理量。对于这样的函数，上述条件中的一个或几个可能不满足，所以不存在常义傅里叶变换。但为了扩展傅里叶分析这一强有力的数学工具的应用范围，常对不存在常义傅里叶变换的函数定义广义傅里叶变换。方法有二：一是首先将所述函数定义为另外某函数序列的极限，且序列中的每个函数都存在常义傅里叶变换，然后将序列中的每个函数作傅里叶变换，从而得到一个变换序列，最后将这个变换序列的极限定义为所述函数的广义傅里叶变换。另一种方法是，利用广义函数的理论定义广义函数的傅里叶变换。实际上，工程中所遇到的大量函数仅有广义傅里叶变换，但因广义变换和常义变换遵从相同的运算法则，所以常将二者不加区别而通称之为傅里叶变换。如果所述函数不满足上述傅里叶变换的存在条件，则“傅里叶变换”一语自然就指广义傅里叶变换。

（1）广义傅里叶变换作为函数序列的极限

现以δ-函数为例说明广义傅里叶变换的求法。δ-函数可定义为宽度逐渐减小、高度递增增大而面积保持为1的一个脉冲序列的极限。有大量不同形状的脉冲可用以这一定义，例如

$$\delta(x)=\lim_{b\to 0}\begin{cases}\dfrac{1}{b}e^{-\pi\left(\frac{x}{b}\right)^2}\\[2ex] \dfrac{1}{b}\mathrm{rect}\left(\dfrac{x}{b}\right)\\[2ex] \dfrac{1}{b}\mathrm{sinc}\left(\dfrac{x}{b}\right)\end{cases}\tag{6-30}$$

其中 b 为参数。$e^{-\pi x^2}$ 为高斯函数。rect(x)为矩形函数，定义为

$$\mathrm{rect}(x)=\begin{cases}0 & |x|>\dfrac{1}{2}\\[2ex] \dfrac{1}{2} & |x|=\dfrac{1}{2}\\[2ex] 1 & |x|<\dfrac{1}{2}\end{cases}$$

sinc(x)为抽样插值函数，定义为

$$\mathrm{sinc}(x)=\frac{\sin(\pi x)}{\pi x}$$

在电路中，δ-函数可用以表示一个窄而强的电压或电流脉冲。在光学中可用一个二维δ-函数表示一个点光源，等等。二维δ-函数的定义只是一维情况的简单推广，这时有更多的脉冲形状可供选择。

δ-函数显然违背上述傅里叶变换的存在条件③，故无常义傅里叶变换。但若定义

$$\delta(x)=\lim_{b\to 0}\frac{1}{b}e^{-\pi\left(\frac{x}{b}\right)^2}$$

则序列 $e^{-\pi(x/b)^2}/b$ 中的每个函数都满足上述傅里叶变换存在的充分条件，且它们的傅里叶变换为

$$\mathscr{F}\left\{\frac{1}{b}e^{-\pi\left(\frac{x}{b}\right)^2}\right\}=e^{-\pi b^2\xi^2}$$

从而，δ-函数的广义变换为

$$\mathscr{F}\{\delta(x)\}=\lim_{b\to 0}e^{-\pi(b\xi)^2}=1$$

同理可得

$$\mathscr{F}\{\delta(x)\}=\mathscr{F}\left\{\lim_{b\to 0}\frac{1}{|b|}\mathrm{rect}\left(\frac{x}{b}\right)\right\}=\lim_{b\to 0}\mathrm{sinc}(b\xi)=1$$

(2) 广义函数的傅里叶变换

此处，“广义函数”一般指非平方可积函数。任意函数 $g(x)$，如果它只在 x 的有限区间上不为零且无穷连续可微，则称其为检验函数。使任一检验函数 $g(x)$ 与一个数相对应的“规则”称为泛函。泛函可表为函数的内积。给定广义函数 $f(x)$，若对任意检验函数 $g(x)$，都可确定数

$$\langle f(x),g(x)\rangle=\int_{-\infty}^{\infty}f(x)g(x)dx \tag{6-21}$$

则对广义函数 $f(x)$ 的性质就有了完全的描写而无须再作直接定义。所以 (6-21) 就用作定义广义函数。比如，使任意检验函数 $g(x)$ 与其在 $x=0$ 的值 $g(o)$ 对应，就定义广义函数 $\delta(x)$，即

$$\langle\delta(x),g(x)\rangle=g(o)$$

而使 $g(x)$ 与其在 $x=x_0$ 点的值 $g(x_0)$ 对应，则定义广义函数 $\delta(x-x_0)$，即

$$\langle\delta(x-x_0),g(x)\rangle=\langle\delta(x),g(x+x_0)\rangle=g(x_0)$$

广义函数具有下述性质：

①如果泛函 (6-21) 有性质

$$\langle a_1f_1(x)+a_2f_2(x),g(x)\rangle=a_1\langle f_1(x),g(x)\rangle+a_2\langle f_2(x),g(x)\rangle \tag{6-22}$$

其中 a_1，a_2 为复常数，则称其为线性泛函。

②如果对任意检验函数 $g(x)$，恒有

$$\langle f(x),g(x)\rangle=0 \tag{6-23}$$

则广义函数 $f(x)=0$

③如果对任意检验函数 $g(x)$，恒有

$$\langle f_1(x)-f_2(x),g(x)\rangle=0 \tag{6-24}$$

则称二广义函数相等，$f_1(x)=f_2(x)$。

④广义函数 $f(x)$ 与无穷可微函数 $a(x)$ 的乘积定义为，对任意检验函数 $g(x)$，有

$$\langle a(x)f(x),g(x)\rangle=\langle f(x),a(x)g(x)\rangle \tag{6-25}$$

⑤如果对任意检验函数 $g(x)$，都有

$$\langle xf(x),g(x)\rangle=\langle f(x),xg(x)\rangle=0$$

则广义函数 $f(x)$ 具有形式 $f(x)=a\delta(x)$，其中 a 为一复常数。

⑥设 $f(x)$ 为广义函数，$g(x)$ 为检验函数，则有

$$\left.\begin{aligned}\langle f(x-x_0),g(x)\rangle&=\langle f(x),g(x+x_0)\rangle\\ \langle f(-x),g(x)\rangle&=\langle f(x),g(-x)\rangle\end{aligned}\right\} \tag{6-26}$$

⑦广义函数可微商任意多次，结果仍为广义函数。

描写广义函数傅里叶变换性质的基本关系式是帕塞瓦尔恒等式，即

$$\langle f(x),g^*(x)\rangle=\langle\mathscr{F}\{f(x)\},\mathscr{F}^*\{g(x)\}\rangle \tag{6-27}$$

这也是广义函数 $f(x)$ 的傅里叶变换 $F(\nu)=\mathscr{F}\{f(x)\}$ 的定义式。比如，考虑广义函数 $\delta(x)$ 的傅里叶变换，由 (6-27)

$$\langle \mathscr{F}\{\delta(x)\}, G^*(\xi)\rangle = \langle \delta(x), g^*(x)\rangle = \langle \delta(x), \int_{-\infty}^{\infty} G^*(\xi) e^{-j2\pi\xi x} d\xi\rangle =$$

$$= \int_{-\infty}^{\infty} G^*(\xi) d\xi = \langle 1, G^*(\xi)\rangle$$

从而得 $\mathscr{F}\{\delta(x)\} = 1$。

并非所有广义函数都存在傅里叶变换。存在傅里叶变换的函数称为良性广义函数，其中包括绝对可积函数、有界函数、以及定义在有限区间内的广义函数。良性广义函数 $f(x)$ 与一个有限因子 x^m 的乘积 $x^m f(x)$ 仍为良性广义函数；良性广义函数的任意次微商仍为良性广义函数；良性广义函数的傅里叶变换仍为良性广义函数。

（四）二维傅里叶变换

上述关于傅里叶变换的讨论很容易推广到多维情况。比如，定义二维函数 $f(x,y)$ 的二维傅里叶变换为

$$F(\xi,\eta) = \mathscr{F}_{xy}\{f(x,y)\} = \iint_{-\infty}^{\infty} f(x',y') e^{-j2\pi(\xi x' + \eta y')} dx' dy' \tag{6-28}$$

逆变换为

$$f(x,y) = \mathscr{F}_{\xi\eta}^{-1}\{F(\xi,\eta)\} = \iint_{-\infty}^{\infty} F(\xi',\eta') e^{j2\pi(x\xi' + y\eta')} d\xi' d\eta' \tag{6-29}$$

在直角坐标下，二维傅里叶变换的核是可分离变数的，因此，如果函数本身也是可分离变数的，则一个二维傅里叶变换就可表为两个一维傅里叶变换的乘积。另外，一个二维傅里叶变换偶的相应截面一般说来并不构成一个一维傅里叶变换偶，除非原来的函数是可分离变量的。即，如果 $f(x,y)$ 不可分离变量，则

$$F(\xi,0) \neq \mathscr{F}_x\{f(x,0)\},\quad F(0,\eta) \neq \mathscr{F}_y\{f(0,y)\}$$

（五）汉克尔变换

由于光学系统中的元件多呈圆形，所以常遇到具有圆对称或径向对称性的函数。设 $f(x,y) = g(r)$ 是一个径向对称函数，则其傅里叶变换为

$$\mathscr{F}_{xy}\{f(x,y)\} = \mathscr{F}_{xy}\{g(r)\} = \iint_{-\infty}^{\infty} g(r) e^{-j2\pi(\xi x + \eta y)} dx dy$$

变换到极坐标，令 $x = r\cos\theta$，$y = r\sin\theta$；$\xi = \zeta\cos\varphi$，$\eta = \zeta\sin\varphi$，则有

$$\mathscr{F}_{xy}\{g(r)\} = \int_0^{\infty}\int_0^{2\pi} g(r) e^{-j2\pi r\zeta\cos(\theta-\varphi)} r dr d\theta$$

$$= 2\pi\int_0^{\infty} g(r) J_0(2\pi r\zeta) r dr = G(\zeta) \tag{6-30}$$

其中

$$J_0(2\pi r\zeta) = \frac{1}{2\pi}\int_0^{2\pi} e^{-j2\pi r\zeta\cos(\theta-\varphi)} d\theta$$

为第一类零阶贝塞尔函数。（6-30）中最后一个等式称为零阶汉克尔变换，记为

$$G(\zeta) = \mathscr{H}\{g(r)\} = 2\pi\int_0^{\infty} g(r) J_0(2\pi r\zeta) r dr \tag{6-31}$$

其逆变换为

$$g(r)=2\pi\int_0^{\infty}G(\zeta)J_0(2\pi r\zeta)\zeta d\zeta=\mathscr{H}\{G(\zeta)\} \tag{6-32}$$

函数 $g(r)$ 的 ν 阶汉克尔变换定义为

$$G(\zeta;\nu)=2\pi\int_0^{\infty}g(r)J_\nu(2\pi\zeta r)rdr \tag{6-33}$$

$$g(r)=2\pi\int_0^{\infty}G(\zeta;\nu)J_\nu(2\pi\zeta r)\zeta d\zeta \tag{6-34}$$

其中 $J_\nu(2\pi r\zeta)$ 为第一类第 ν 阶贝塞尔函数，ν 可正可负，可为整数或非整数，也可为实数或复数。(6-33) 和 (6-34) 简记为 $G(\zeta;\nu)=\mathscr{H}_\nu\{g(r)\}$ 和 $g(r)=\mathscr{H}_\nu\{G(\zeta;\nu)\}$。由于汉克尔变换和逆变换具有完全相同的形式，所以通称为汉克尔变换而不加区别。

一般而言，n 维空间中的径向对称函数 $f(r)$ 的傅里叶变换也具有径向对称性，记为 $R(\zeta)$，它们之间的关系可写成

$$R(\zeta)=2\pi\zeta^{-\frac{n-2}{2}}\int_0^{\infty}r^{\frac{n}{2}}J_{\frac{n-2}{2}}(2\pi r\zeta)f(r)dr \tag{6-35}$$

$$f(r)=2\pi r^{-\frac{n-2}{2}}\int_0^{\infty}\zeta^{\frac{n}{2}}J_{\frac{n-2}{2}}(2\pi\zeta r)R(\zeta)d\zeta \tag{6-36}$$

为 $(n-2)/2$ 阶汉克尔变换，它们用一维变换代替了 n 维傅里叶变换，这就是汉克尔变换的优点。

（六）剪切傅里叶变换

有时由于系统对函数的限制常不能完成一个完整的傅里叶变换，而只能得到一个所谓剪切变换。比如，如果系统的通带范围为 $(-\Omega,\ \Omega)$，则由 $f(x)$ 的频谱 $F(\xi)$ 只能得到它的剪切形式

$$f_t(x)=\int_{-\Omega}^{\Omega}F(\xi)e^{i2\pi\xi x}d\xi \tag{6-37}$$

即只能利用频谱的一部分。$f_t(x)$ 就称为 $F(\xi)$ 的剪切逆傅里叶变换。

（七）希尔伯变换

光学中还常用到希尔伯变换。实函数 $f(x)$ 的希尔伯变换定义为

$$\chi(x)=\mathscr{H}\{f(x)\}=\frac{P}{\pi}\int_{-\infty}^{\infty}\frac{f(x')}{x'-x}dx' \tag{6-38}$$

积分号前的 P 表示积分取科希主值，即

$$\mathscr{H}\{f(x)\}=\frac{1}{\pi}\lim_{\varepsilon\to 0}\left\{\left(\int_{-\infty}^{x-\varepsilon}+\int_{x+\varepsilon}^{\infty}\right)\frac{f(x')}{x'-x}dx'\right\}=\chi(x)$$

$\chi(x)$ 称为 $f(x)$ 的希尔伯变换。

三、卷积

（一）一维卷积

给定函数 $f(x)$ 和 $h(x)$，它们的卷积定义为

$$g(x)=\int_{-\infty}^{\infty}f(x')h(x-x')dx' \tag{6-39}$$

简记为 $g(x)=f(x)*h(x)$。从积分表示(6-39)可以看出，卷积的几何意义是：先将 $h(x')$ 关于原点 $x=0$ 折迭，再平移 x 后得到 $h(x-x')$，最后求 $h(x-x')$ 与 $f(x')$ 相重迭部分的面积作为移动量 x 的函数 $g(x)$。

卷积的定义可以推广到多个函数的情况，比如

$$g(x)=\{[f_1(x)*f_2(x)]*\cdots\}*f_n(x)$$

并非任何函数之间都存在卷积，卷积存在的充分条件可叙述为：(a) 所有函数 $f_i(x)$ 在半无穷区间 $(-\infty,0)$ 或 $(0,\infty)$ 上绝对可积，(b) 至少除其中一个函数外，其余都在全空间 $(-\infty,\infty)$ 上绝对可积。

卷积具有下述性质：

①交换性　给定卷积

$$f(x)*h(x)=\int_{-\infty}^{\infty}f(x')h(x-x')dx'$$

作变数变换 $x-x'=\alpha$，则有

$$f(x)*h(x)=\int_{-\infty}^{\infty}f(x-\alpha)h(\alpha)d\alpha=h(x)*f(x) \tag{6-40}$$

②分配性或称线性　设 a、b 为常数，v、w 和 h 为 x 的函数，则有

$$[av(x)+bw(x)]*h(x)=a[v(x)*h(x)]+b[w(x)*h(x)] \tag{6-41}$$

③平移不变性　给定 $f(x)*h(x)$，则有

$$f(x-x_0)*h(x)=\int_{-\infty}^{\infty}f(x'-x_0)h(x-x')dx'=\int_{-\infty}^{\infty}f(\alpha)h(x-x_0-\alpha)d\alpha$$
$$=g(x-x_0) \tag{6-42}$$

其中作了变数变换 $x'-x_0=\alpha$。上式表明，无论哪个函数发生平移后，卷积也发生同样的平移。

④结合律

$$[v(x)*w(x)]*h(x)=\int_{-\infty}^{\infty}\left[\int_{-\infty}^{\infty}v(\beta)w(\alpha-\beta)d\beta\right]h(x-\alpha)d\alpha$$
$$=\int_{-\infty}^{\infty}v(\beta)\left[\int_{-\infty}^{\infty}w(\alpha-\beta)h(x-\alpha)d\alpha\right]d\beta=\int_{-\infty}^{\infty}v(\beta)u(x-\beta)d\beta$$
$$=v(x)*u(x)=v(x)*[w(x)*h(x)] \tag{6-43}$$

这表明，卷积的次序是无关紧要的。

⑤δ-函数的卷积性质　由δ-函数的筛选性质和偶函数性质可得

$$\int_{-\infty}^{\infty}f(x')\delta(x'-x)dx'=f(x)=\int_{-\infty}^{\infty}f(x')\delta(x-x')dx'=f(x)*\delta(x) \tag{6-44}$$

这表明，任何函数与δ-函数的卷积只是重新产生这个函数，但其宗量则取δ-函数的宗量。

⑥δ-函数导数的卷积性质 设 $\delta^{(k)}(x) \triangleq (d^k/dx^k)\delta(x)$，则有

$$\begin{cases} \delta^{(k)}(x-x_0)=0 \qquad x\neq x_0 \\ \int_{x_1}^{x_2} f(x')\delta^{(k)}(x'-x_0)dx' = (-1)^k f^{(k)}(x_0) \end{cases} \tag{6-45}$$

由此推出

$$\begin{cases} \delta^{(k)}\left(\frac{x-x_0}{b}\right) = b^k |b| \delta^{(k)}(x-x_0) \\ \delta^{(k)}(-x) = (-1)^k \delta^{(k)}(x) \end{cases} \tag{6-46}$$

以及

$$f(x)*\delta^{(k)}(x) = f^{(k)}(x) \tag{6-47}$$

即，任意函数与δ-函数的k阶微商相卷，等价于对该函数进行微商相同次数。

⑦函数微商的卷积 给定 $f(x)*h(x)=g(x)$，则有

$$f^{(m)}(x) = f(x)*\delta^{(m)}(x),\quad h^{(n)}(x) = h(x)*\delta^{(n)}(x)$$

从而有

$$\begin{aligned} f^{(m)}(x)*h^{(n)}(x) &= [f(x)*\delta^{(m)}(x)]*[h(x)*\delta^{(n)}(x)] = \\ &= f(x)*h(x)*\delta^{(m)}(x)*\delta^{(n)}(x) = g(x)*\delta^{(m+n)}(x) = g^{(m+n)}(x) \end{aligned} \tag{6-48}$$

⑧线性算符作用于卷积，等价于将此线性算符作用于被卷函数之一。即，如果 $f(x)*h(x)=g(x)$，而 $\mathscr{L}$ 为一线性算符，则有

$$\mathscr{L}\{g(x)\} = \mathscr{L}f(x)*h(x) = f(x)*\mathscr{L}h(x) \tag{6-49}$$

⑨定标性质 给定 $f(x)*h(x)=g(x)$，则有

$$\begin{aligned} f\left(\frac{x}{b}\right)*h\left(\frac{x}{b}\right) &= \int_{-\infty}^{\infty} f\left(\frac{x'}{b}\right)h\left(\frac{x-x'}{b}\right)dx' = |b|\int_{-\infty}^{\infty} f(\alpha)h\left(\frac{x}{b}-\alpha\right)d\alpha \\ &= |b|g\left(\frac{x}{b}\right) \end{aligned} \tag{6-50}$$

⑩光滑与加宽 一般而言，卷积函数比其中任一被卷因子都光滑，且卷积函数的宽度等于诸被卷因子宽度之和。如果许多函数相卷，则所得结果比其中任一函数都光滑，且当被卷函数越来越多时，所得函数越来越趋近一个高斯函数。

⑪卷积下的面积等于诸被卷函数下面积之积，即，如果 $g(x)=f(x)*h(x)$，则有

$$\begin{aligned} \int_{-\infty}^{\infty} g(\beta)d\beta &= \int_{-\infty}^{\infty}\left[\int_{-\infty}^{\infty} f(\alpha)h(\beta-\alpha)d\alpha\right]d\beta = \int_{-\infty}^{\infty} f(\alpha)\left[\int_{-\infty}^{\infty} h(\beta-\alpha)d\beta\right]d\alpha \\ &= \left[\int_{-\infty}^{\infty} f(\alpha)d\alpha\right]\left[\int_{-\infty}^{\infty} h(\beta)d\beta\right] \end{aligned} \tag{6-51}$$

（二）多维卷积

很容易将一维卷积的结果推广到多维情况。就二维而言，给定复值函数 $f(x,y)$，$h(x,y)$，定义它们在直角坐标中的卷积为

$$g(x,y) = f(x,y)*h(x,y) = \iint_{-\infty}^{\infty} f(x',y')h(x-x',y-y')dx'dy' \tag{6-52}$$

此时可将卷积运算看作求二函数乘积的体积，其中一个函数先关于两个坐标轴折选，然后再沿每个轴平移一个量，而体积则作为平移量的函数。由此可见，卷积 $g(x,y)$ 是 $f(x,y)$ 与 $h(x,y)$ 的泛函。

如果 $f(x,y)$ 和 $h(x,y)$ 在直角坐标下可分离变数，则卷积 $g(x,y)$ 也在直角坐标下可分离变数。如果 f 和 h 中仅一个函数可分离变数，则一个二维卷积可表为两次一维卷积。

类似一维情况，可以证明二维卷积的下述性质：

① $f*h=h*f$

② $f*(A_1u+A_2v)=A_1[f*u]+A_2[f*v]$

③ $f*[u*v]=f*u*v=u*f*v=\cdots$

④ $f(x-x_0,y-y_0)*h(x,y)=f(x,y)*h(x-x_0,y-y_0)=f(x-x_0,y)*h(x,y-y_0)$
$$=f(x,y-y_0)*h(x-x_0,y)=g(x-x_0,y-y_0)$$

⑤ $f\left(\frac{x}{b},\frac{y}{b}\right)*h\left(\frac{x}{b},\frac{y}{b}\right)=|b|^2g\left(\frac{x}{b},\frac{y}{b}\right)$

⑥卷积函数下的体积等于二被卷函数下体积之积，

⑦如果 $f(x,y)*h(x,y)=g(x,y)$，则有

$$f(a_1x+b_1y+c_1,a_2x+b_2y+c_2)*h(a_1x+b_1y+d_1,a_2x+b_2y+d_2)$$
$$=\frac{1}{|a_1b_2-a_2b_1|}g(a_1x+b_1y+c_1+d_1,a_2x+b_2y+c_2+d_2) \tag{6-53}$$

⑧与δ-函数的卷积

$$f(x,y)*\delta(x-x_0)=\int_{-\infty}^{\infty}f(x-x_0,y')dy'\text{；}$$

$$f(x,y)*\delta(y-y_0)=\int_{-\infty}^{\infty}f(x',y-y_0)dx'\text{；}$$

$$f(x,y)*\delta(x-x_0,y-y_0)=f(x-x_0,y-y_0)\text{；}$$

$$f(x,y)*\delta(ax+bx+c)=\frac{1}{|a|}\int_{-\infty}^{\infty}f\left(x+\frac{by'+c}{a},\ y-y'\right)dy'$$
$$=\frac{1}{|b|}\int_{-\infty}^{\infty}f\left(x-x',y+\frac{ax'+c}{b}\right)dx'\text{，}$$

$$f(x,y)*\delta(a_1x+b_1y+c_1,a_2x+b_2y+c_2)=\frac{1}{D}f(x-x_0,y-y_0) \tag{6-54}$$

其中
$$D=|a_1b_2-a_2b_1|,\begin{bmatrix}x_0\\y_0\end{bmatrix}=\frac{1}{D}\begin{bmatrix}b_1c_2-b_2c_1\\a_2c_1-a_1c_2\end{bmatrix}$$

⑨如果定义

$$\delta_2^{(k,l)}(x,y)=\left(\frac{\partial}{\partial x}\right)^k\left(\frac{\partial}{\partial y}\right)^l\delta(x,y)=\delta^{(k)}(x)\delta^{(l)}(y) \tag{6-55}$$

则有

$$f(x,y)*\delta^{(k,l)}(x,y)=f(x,y)*[\delta^{(k)}(x)\delta^{(l)}(y)]$$
$$=\left(\frac{\partial}{\partial x}\right)^k\left(\frac{\partial}{\partial y}\right)^lf(x,y)=f^{(k,l)}(x,y) \tag{6-56}$$

（三）广义函数的卷积

为定义两个广义函数的卷积，首先要引入两个广义函数直乘的概念。

二个广义函数 $f_1(x)$ 和 $f_2(y)$ 的直乘

$$f_1(x)\Lambda f_2(y)\triangleq[f_1(x)\cdot f_2(y)]$$

定义为：对任意检验函数 $g(x,y)$，有

$$\langle f_1(x)\Lambda f_2(y),\ g(x,y)\rangle=\langle f_1(x),\langle f_2(y),g(x,y)\rangle\rangle \tag{6-57}$$

如果广义函数 $f(x)$ 定义在一维 x 空间上，而广义函数 $f_2(y)$ 定义在一维 y 空间上，则它们的直乘 $f_1(x)\Lambda f_2(y)$ 定义在二维 (x,y) 空间上。同样，如果 $f_1(\mathbf{X})$ 和 $f_2(\mathbf{Y})$ 分别定义在三维空间 $\mathbf{X}(x_1,x_2,x_3)$ 和 $\mathbf{Y}(y_1,y_2,y_3)$ 上，则直乘

$$f_1(\mathbf{X})\Lambda f_2(\mathbf{Y})\triangleq[f_1(\mathbf{X}\cdot f_2(\mathbf{Y})]$$

定义在六维空间 $(\mathbf{X},\mathbf{Y})=(x_1,x_2,x_3,y_1,y_2,y_3)$ 上。

广义函数的直乘有下述简单性质：

①如果检验函数是可分离变量的，$g(x,y)=g_1(x)g_2(y)$，则有

$$\langle f_1(x)\Lambda f_2(y),g(x,y)\rangle=\langle f_1(x)\Lambda f_2(y),g_1(x)g_2(y)\rangle\rangle=$$
$$=\langle f_1(x),\langle f_2(y),g_1(x)g_2(y)\rangle\rangle=\langle f_1(x),g_1(x)\rangle\langle f_2(y),g_2(y)\rangle$$

(2) 如果广义函数 $f(x,y)$ 沿 x 轴平移不变，则它具有形式 $f(x,y)=1(x)\Lambda g(y)$，其中 $g(y)$ 仅是对坐标 y 的泛函。如果广义函数 $f(x)$ 沿 x 轴平移不变，则它是个常数。

设 $f(x)$ 为 x 的两个绝对可积函数 $f_1(x)$ 和 $f_2(x)$ 的卷积，即 $f(x)=f_1(x)*f_2(x)$，则有

$$\langle f(x),g(x)\rangle=\int_{-\infty}^{\infty}f(x)g(x)dx=\int_{-\infty}^{\infty}\left[\int_{-\infty}^{\infty}f_1(\xi)f_2(x-\xi)d\xi\right]g(x)dx$$
$$=\iint_{-\infty}^{\infty}f_1(\xi)f_2(\eta)g(\xi+\eta)d\xi d\eta \tag{6-58}$$

上式可改写为

$$\langle f_1(x)*f_2(x),g(x)\rangle=\langle f_1(x)\Lambda f_2(y),g(x+y)\rangle \tag{6-59}$$

如果上述 f_1 和 f_2 为广义函数，g 为检验函数，则（6-59）就是二广义函数卷积的定义式。比如求广义函数 $\delta(x)$ 与另一广义函数 $f(x)$ 的卷积 $\delta(x)*f(x)$。由定义

$$\langle\delta(x)*f(x),g(x)\rangle=\langle\delta(x)\Lambda f(y),g(x+y)\rangle=\langle f(y),\langle\delta(x),g(x+y)\rangle\rangle$$
$$=\langle f(y),g(y)\rangle$$

由此得到，对任何广义函数 $f(x)$，都有

$$\delta(x)*f(x)=f(x)$$

值得注意的是，虽然 $g(x)$ 是检验函数，但 $g(x+y)$ 不一定对变数 x 和 y 都满足检验函数的条件，因此（6-59）式不一定总有意义，也即，并非任何两个良性广义函数之间卷积都存在。

广义函数的卷积也有若干与常义函数卷积相类似的性质。

四、相关

两个复值函数 $f(x)$ 和 $g(x)$ 的互相关定义为

$$f(x) * g(x) = \int_{-\infty}^{\infty} f(x')g(x'-x)dx' \text{❶} \tag{6-60}$$

若作变数变换 $x'-x=\alpha$，则有

$$f(x) * g(x) = \int_{-\infty}^{\infty} f(\alpha+x)g(\alpha)d\alpha \neq g(x) * f(x)$$

可见，互相关一般不服从交换律。另外，由

$$\int_{-\infty}^{\infty} f(\alpha)g(\alpha-x)d\alpha = \int_{-\infty}^{\infty} f(\alpha)g\left(\frac{x-\alpha}{-1}\right)d\alpha = f(x) * g\left(\frac{x}{-1}\right) = f(x) * g(-x)$$

即

$$f(x) * g(x) = f(x) * g(-x) \tag{6-61}$$

当 $f(x)=g(x)$时，（6-60）式定义$f(x)$的自相关。

函数$f(x)$和$g(x)$的复互相关定义为

$$R_{fg}(x) = f(x) * g^*(x) = \int_{-\infty}^{\infty} f(\alpha)g^*(\alpha-x)d\alpha \tag{6-62}$$

作变数变换可得

$$R_{fg}(x) = \int_{-\infty}^{\infty} f(\beta+x)g^*(\beta)d\beta \tag{6-63}$$

复互相关有下述性质

①$R_{fg}(x) = f(x) * g^*(x) = f(x) * g^*(-x)$ （6-64）

②$R_{fg}(x) = R_{gf}^*(-x)$，$R_{gf}(x) = R_{fg}^*(-x)$ （6-65）

当 $f(x)=g(x)$时，（6-62）定义$f(x)$的复自相关，写成

$$R_f(x) = f(x) * f^*(x) = \int_{-\infty}^{\infty} f(\alpha)f^*(\alpha-x)d\alpha \tag{6-66}$$

复自相关有下述性质：

①$R_f(x) = f(x) * f^*(x) = f(x) * f^*(-x)$ （6-67）

②$R_f(x) = R_f^*(-x)$ （6-68）

（6-68）表明，复自相关是厄米的，且由施瓦尔兹不等式可以证明

③$|R_f(x)| \leq R_f(0)$ （6-69）

相关运算的其他性质以及存在条件可利用它与卷积的关系由卷积的相应性质导出。

对二维情况，定义函数$f(x,y)$和$g(x,y)$的互相关为

$$\begin{aligned} f(x,y) * g(x,y) &= \iint_{-\infty}^{\infty} f(x',y')g(x'-x,y'-y)dx'dy' \\ &= \iint_{-\infty}^{\infty} f(x'+x,y'+y)g(x',y')dx'dy' \end{aligned} \tag{6-70}$$

且有

---

❶相关算符*，也有用☆的。

$$f(x,y) \star g(x,y) = f(x,y) * g(-x,-y) \tag{6-71}$$

以及，一般而言

$$f(x,y) \star g(x,y) \neq g(x,y) \star f(x,y)$$

当 $f(x,y)=g(x,y)$ 时，(6-70) 定义 $f(x,y)$ 的自相关。

$f(x,y)$ 和 $g(x,y)$ 的二维复互相关定义为

$$R_{fg}(x,y) = f(x,y) \star g^*(x,y) = f(x,y) * g(-x,-y) \tag{6-72}$$

且有

$$R_{fg}(x,y) = R_{gf}^*(-x,-y),\ R_{gf}(x,y) = R_{fg}^*(-x,-y) \tag{6-73}$$

复自相关定义为

$$R_f(x,y) = f(x,y) \star f^*(x,y) \tag{6-74}$$

且有

$$R_f(x,y) = R_f^*(-x,-y) \tag{6-75}$$

$$|R_f(x,y)| \leqslant R_f(0,0) \tag{6-76}$$

五、傅里叶变换的性质

①线性性质　如果 $\mathscr{F}\{f(x)\}=F(\xi)$，$\mathscr{F}\{h(x)\}=H(\xi)$，则

$$\mathscr{F}\{A_1f(x)+A_2h(x)\} = A_1F(\xi)+A_2H(\xi) \tag{6-77}$$

其中 A_1 和 A_2 为复常数。

②定标性质　如果 $\mathscr{F}\{f(x)\}=F(\xi)$，则有

$$\mathscr{F}\left\{f\left(\frac{x}{b}\right)\right\} = \int_{-\infty}^{\infty} f\left(\frac{x'}{b}\right)e^{-j2\pi\xi x'}dx = |b|\int_{-\infty}^{\infty} f(\alpha)e^{-j2\pi(b\xi)\alpha}d\alpha$$

$$= |b|F(b\xi)$$

由此可见，若函数变宽，则其傅里叶变换变窄变高，反之亦然。

③平移性质　如果 $\mathscr{F}\{f(x)\}=F(\xi)$，则有

$$\mathscr{F}\{f(x-x_0)\} = e^{-j2\pi x_0\xi}F(\xi) \tag{6-79}$$

④中心纵坐标　函数下的面积等于其傅里叶变换的中心纵坐标，而函数的中心纵坐标等于其傅里叶变换下的面积，即如果 $\mathscr{F}\{f(x)\}=F(\xi)$，则

$$F(0) = \int_{-\infty}^{\infty} f(x')dx'\text{；}\ f(0) = \int_{-\infty}^{\infty} F(\xi')d\xi' \tag{6-80}$$

⑤复共轭和反射的变换　如果 $\mathscr{F}\{f(x)\}=F(\xi)$，则

$$\mathscr{F}\{f(-x)\} = F(-\xi),\ \mathscr{F}\{f^*(x)\} = F^*(-\xi),\ \mathscr{F}\{f^*(-x)\} = F^*(\xi) \tag{6-81}$$

⑥傅里叶变换的傅里叶变换

$$\mathscr{F}[\mathscr{F}\{f(x)\}] = f(-x) \tag{6-82}$$

⑦卷积的傅里叶变换　卷积的傅里叶变换等于诸被卷函数傅里叶变换的乘积，即

$$\mathscr{F}\{f(x)*h(x)\} = \mathscr{F}\left\{\int_{-\infty}^{\infty} f(\beta)h(x-\beta)d\beta\right\} = \int_{-\infty}^{\infty}\left\{\int_{-\infty}^{\infty} f(\beta)h(x-\beta)d\beta\right\}e^{-j2\pi\xi\alpha}d\alpha$$

$$= \int_{-\infty}^{\infty} f(\beta)\left\{\int_{-\infty}^{\infty} h(\alpha-\beta)e^{-j2\pi\xi\alpha}d\alpha\right\}d\beta = \int_{-\infty}^{\infty} f(\beta)H(\xi)e^{-j2\pi\xi\beta}d\beta$$

$$= H(\xi)\int_{-\infty}^{\infty} f(\beta)e^{-j2\pi\xi\beta}d\beta = F(\xi)H(\xi) \tag{6-83}$$

这是一个很重要的结果，称为卷积定理。

⑧微商的傅里叶变换　如果 $\mathscr{F}\{f(x)\}=F(\xi)$，则有

$$f(x) = \int_{-\infty}^{\infty} F(\beta)e^{j2\pi x\beta}d\beta$$

上式两边对 x 求微商 k 次，得

$$f^{(k)}(x) = \frac{d^k}{dx^k}\int_{-\infty}^{\infty} F(\beta)e^{j2\pi x\beta}d\beta = \int_{-\infty}^{\infty}(j2\pi\beta)^k F(\beta)e^{j2\pi x\beta}d\beta$$

即

$$\mathscr{F}\{f^{(k)}(x)\} = (j2\pi\xi)^k F(\xi) \tag{6-84}$$

这一结果也可由对 $f^{(k)}(x)=f(x)*\delta^{(k)}(x)$ 利用卷积定理而导出。与（6-84）相应，有

$$\mathscr{F}\{(-j2\pi x)^k f(x)\} = F^{(k)}(\xi) \tag{6-85}$$

⑨积分的傅里叶变换　如果 $\mathscr{F}\{f(x)\}=F(\xi)$，则有

$$\mathscr{F}\left\{\int_{-\infty}^{x} f(\alpha)d\alpha\right\} = \frac{1}{j2\pi\xi}F(\xi) + \frac{1}{2}F(0)\delta(\xi) \tag{6-86}$$

关于一维傅里叶变换的上述性质很容易推广到二维和多维情况，对于二维情况，还可导出下述有用性质：

⑩定标、平移和倾斜性质　如果 $\mathscr{F}\{f(x)\}=F(\xi)$，则

$$\mathscr{F}\{f(a_1x+b_1y+c_1, a_2x+b_2y+c_2)\} = \frac{1}{D}e^{-j2\pi(\xi x_0-\eta y_0)}F\left(\frac{b_2\xi-a_2\eta}{D}, \frac{a_1\eta-b_1\xi}{D}\right) \tag{6-87}$$

其中

$$D=(a_1b_2-a_2b_1) \qquad \begin{bmatrix}x_0\\y_0\end{bmatrix} = \frac{1}{D}\begin{bmatrix}b_1c_2-b_2c_1\\a_2c_1-a_1c_2\end{bmatrix} \tag{6-88}$$

由此可见，只要知道了 $f(x,y)$ 的傅里叶变换，就可由（6-87）和（6-88）求出它经过放大、移动和倾斜后的傅里叶变换。对 n 维情况，一般有

$$\mathscr{F}\{f(\mathbf{T}\mathbf{x})\} = \frac{1}{\|\mathbf{T}\|}F(\mathbf{T}^{-1}\mathbf{S}) \tag{6-89}$$

其中 $\mathbf{T}$ 是新旧坐标之间的变换矩阵，即 $\mathbf{y}=\mathbf{T}\mathbf{x}$，而 $\mathbf{T}^{-1}$ 为 $\mathbf{T}$ 的逆矩阵，$\|\mathbf{T}\|$ 为 $\mathbf{T}$ 的行列式。若 $\mathbf{T}=\mathbf{T}_0$ 是个么正矩阵，则有 $\mathbf{T}_0^{-1}=\mathbf{T}_0^{+}$，$\|\mathbf{T}\|=1$，从而有

$$\mathscr{F}\{f(\mathbf{T}_0\mathbf{x})\} = F(\mathbf{T}_0\mathbf{S}) \tag{6-90}$$

（6-90）表示，如果空域坐标和频域坐标作同样的么正变换，则傅里叶变换关系保持不变。么正变换的一个重要特例是坐标系的转动。此时，上述结果表明，若对空间坐标系和频率坐标系作同样的转动，则函数间的傅里叶变换关系保持不变。

⑪由于汉克尔变换不过是傅里叶变换的特殊情况，所以类似傅里叶变换，可以导出汉克尔变换的一些相应性质。比如，如果 $\mathscr{H}\{f(r)\}=F(\zeta)$，则

$$\mathscr{H}\{f(ar)\} = \frac{1}{a^2}F\left(\frac{\zeta}{a}\right) \tag{6-91}$$

$$\mathscr{H}\{a_1f_1(r)+a_2f_2(r)\}=a_1F_1(\zeta)+a_2F_2(\zeta) \tag{6-92}$$

汉克尔变换不允许原来的函数在 (x,y) 平面上作平移，因为平移将破坏原来函数的径向对称性，从而就不再能用一维汉克尔变换代替二维傅里叶变换。

两个径向对称函数 $f(r)$ 和 $g(r)$ 的卷积可写成二维积分的形式

$$f(r)*g(r)=\int_0^{\infty}\int_0^{2\pi}f(r')g(R)r'\,dr'\,d\theta \tag{6-93}$$

其中，$R^2=r^2+r'^2-2rr'\cos\theta$。此时卷积定理写成

$$\mathscr{H}\{f(r)*g(r)\}=F(\zeta)G(\zeta) \tag{6-94}$$

其中 $\zeta=\sqrt{\xi^2+\eta^2}$ 为与 r 相应的频率变数，而 ξ 和 η 则分别为与 x 和 y 相应的频率变数。

六、希尔伯变换的性质

希尔伯变换是一个线性变换，它实际上表示原来函数 $f(x)$ 与 $\frac{1}{x}$ 这一广义函数卷积的主值，即

$$\chi(x)=\mathscr{X}\{f(x)\}=\frac{1}{\pi}\,P\int_{-\infty}^{\infty}\frac{f(x')}{x'-x}\,dx'=\frac{1}{\pi}\,f(x)*\frac{P}{x} \tag{6-95}$$

由复变函数的理论可以证明

$$\frac{P}{x}*\frac{P}{x}=\int_{-\infty}^{\infty}\frac{1}{x'}\frac{dx'}{x-x'}=-\pi^2\delta(x) \tag{6-96}$$

由此可得

$$\mathscr{X}\mathscr{X}\{f(x)\}=-f(x)，\text{或}\ \mathscr{X}\mathscr{X}=-1 \tag{6-97}$$

类似傅里叶变换，可以证明希尔伯变换的下述性质：

①$\mathscr{X}\{f(x+x_0)\}=\chi(x+x_0)$ (6-98)

②$\mathscr{X}\{f(\pm ax)\}=\pm\chi(\pm ax)$ (6-99)

③$\mathscr{X}\{(x+x_0)f(x)\}=(x+x_0)\chi(x)+\frac{1}{\pi}\int_{-\infty}^{\infty}f(x)dx$ (6-100)

④$\mathscr{X}\left\{\frac{df(x)}{dx}\right\}=\frac{d\chi(x)}{dx}$ (6-101)

⑤$f_1(x)*f_2(-x)=\chi_1(x)*\chi_2(-x)$ (6-102)

⑥$f_1(x)*\chi_2(-x)=-\chi_1(x)*f_2(-x)$ (6-103)

七、若干常用函数

下面例举若干在解决光学问题时经常遇到的函数。

（一）若干常用一维函数

在下面的表达式中，x_0 是个实常数，它决定函数沿 x 轴的位置。而实常数 b 为定标因子，它调整函数关于 $x=x_0$ 点的取向，且当函数的宽度有意义时，它正比于函数的宽度，而当函数下的面积有意义时，则面积刚好等于 $|b|$。x_0 可正可负。当 $x_0=0$ 时，称函数未平移；当 $x_0>0$ 时，函数向右平移 x_0；而当 $x_0<0$ 时，函数向左平移 $|x_0|$。如果 b 由正变负，

则函数关于 $x=x_0$ 反射。为使所有函数的宗量为无量纲的，x_0 和 b 必须与独立变数的单位相同。

①阶跃函数

$$step\left(\frac{x-x_0}{b}\right)=\begin{cases}0, & \frac{x}{b}<\frac{x_0}{b}\\ \frac{1}{2}, & \frac{x}{b}=\frac{x_0}{b}\\ 1, & \frac{x}{b}>\frac{x_0}{b}\end{cases} \tag{6-104}$$

此时，函数的宽度和面积无意义，b 仅用于调整函数关于直线 $x=x_0$ 的取向。阶跃函数常用作开关来打开或关断另一个函数。

②符号函数

$$sgn\left(\frac{x-x_0}{b}\right)=\begin{cases}-1, & \frac{x}{b}<\frac{x_0}{b}\\ 0, & \frac{x}{b}=\frac{x_0}{b}\\ 1, & \frac{x}{b}>\frac{x_0}{b}\end{cases} \tag{6-105}$$

它与阶跃函数有下述关系

$$sgn\left(\frac{x-x_0}{b}\right)=2\,step\left(\frac{x-x_0}{b}\right)-1 \tag{6-106}$$

象阶跃函数一样，符号函数的宽度和面积也无意义，b 的极性仅决定函数的取向。符号函数可用于在某点倒转一个函数的极性。

③矩形函数

$$rect\left(\frac{x-x_0}{b}\right)=\begin{cases}0, & \left|\frac{x-x_0}{b}\right|>\frac{1}{2}\\ \frac{1}{2}, & \left|\frac{x-x_0}{b}\right|=\frac{1}{2}\\ 1, & \left|\frac{x-x_0}{b}\right|<\frac{1}{2}\end{cases} \tag{6-107}$$

此函数的高度为 1，中心在 $x=x_0$，宽度和面积均为 $|b|$，它与阶跃函数有下述关系

$$\begin{aligned}rect\left(\frac{x}{b}\right)&=step\left(x+\frac{b}{2}\right)-step\left(x-\frac{p}{2}\right)\\&=step\left(x+\frac{b}{2}\right)step\left(\frac{b}{2}-x\right)\end{aligned} \tag{6-108}$$

矩形函数常用作一个取样窗

$$ramp\left(\frac{x-x_0}{b}\right)=\frac{1}{b}\int_0^x step\left(\frac{\alpha-x_0}{b}\right)d\alpha \tag{6-110}$$

$$step\left(\frac{x-x_0}{b}\right)=b\frac{d}{dx}ramp\left(\frac{x-x_0}{b}\right) \tag{6-111}$$

$$ramp(x)=xstep(x) \tag{6-112}$$

⑤三角形函数

$$tri\left(\frac{x-x_0}{b}\right)=\begin{cases}0, & \left|\frac{x-x_0}{b}\right|\geqslant 1\\ 1-\left|\frac{x-x_0}{b}\right|, & \left|\frac{x-x_0}{b}\right|<1\end{cases} \tag{6-113}$$

此函数的面积为 $|b|$，底边宽为 $2|b|$。可用前面已定义的函数来构成这个函数，比如

$$tri(x)=rect(x)*rect(x) \tag{6-114}$$

$$tri\left(\frac{x-1}{2}\right)=ramp\left(\frac{x+1}{2}\right)step\left(\frac{x-1}{-1}\right)+ramp\left(\frac{x-3}{-2}\right)step\left(\frac{x-1}{1}\right).$$

⑥抽样内插函数或 sin c-函数

$$\sin c\left(\frac{x-x_0}{b}\right)=\frac{\sin\left(\pi\frac{x-x_0}{b}\right)}{\pi\frac{x-x_0}{b}} \tag{6-115}$$

它的高度为 1，零点在$(x_0\pm nb)$，头两个零点之间的宽度为 $2|b|$，正、负瓣面积之和为 $|b|$。它与矩形函数构成一对傅里叶变换关系。

⑦$\sin c^2$-函数

$$\sin c^2\left(\frac{x-x_0}{b}\right)=\frac{\sin^2\left(\pi\frac{x-x_0}{b}\right)}{\left(\pi\frac{x-x_0}{b}\right)^2} \tag{6-116}$$

它的高度、面积、零点位置、宽度等，都与sinc-函数相同。它与三角形函数构成一对傅里叶变换关系。

⑧高斯函数

$$Gaus\left(\frac{x-x_0}{b}\right)=e^{-\pi\left(\frac{x-x_0}{b}\right)^2} \tag{6-117}$$

其高度为 1，面积为 $|b|$。该函数非常光滑，它的各阶导数均连续。高斯函数的傅里叶变换仍是高斯函数。

⑨脉冲函数

脉冲函数又叫 δ-函数，它是一个广义函数。它的严格形状无关紧要，只须把它想像为一个极窄的函数，以至再使它变窄将不发生任何可观测到的物理效应。数学上用下面两个式子定义 δ-函数：给定任意实数 x_0 和复值函数 $f(x)$，有

$$\begin{cases}\delta(x-x_0)=0 & x\neq x_0\\ \int_{x_1}^{x_2} f(\alpha)\delta(\alpha-x_0)d\alpha=\frac{1}{2}[f(x_0^-)+f(x_0^+)] & x_1<x<x_2\end{cases} \tag{6-118}$$

其中，$f(x_0^-)$和 $f(x_0^+)$分别表 $f(x)$在 x_0 点的左、右极限。由此，从数学上看，不必关心 δ-

函数的具体形状，重要的仅仅是它在积分号下的性态。$\delta(x-x_0)$通常用一个位于$x=x_0$点的单位高度箭头来表示。这里，高度相应于它的面积。

δ-函数具有下述重要性质，它们均易由定义导出：

(a) 定义性质

$$\begin{cases}\delta(x-x_0)=0, & x\neq x_0\\ \int_{x_1}^{x_2} f(\alpha)\delta(x-x_0)d\alpha=f(x_0), & x_0\in(x_1,\ x_2)\end{cases}\tag{6-119}$$

其中第二个方程常称为δ-函数的筛选性质。

(b) 定标性质 $\delta\left(\frac{x-x_0}{b}\right)=|b|\,\delta(x-x_0)$ (6-120)

(c) 偶函数性质 $\delta(-x)=\delta(x)$，$\delta(-x+x_0)=\delta(x-x_0)$ (6-121)

(d) 乘法性质 $\begin{cases}f(x)\delta(x-x_0)=f(x_0)\delta(x-x_0)\\ x\delta(x-x_0)=x_0\delta(x-x_0)\end{cases}$ (6-122)

(e) 积分性质 $\int_{-\infty}^{\infty} A\delta(\alpha-x_0)d\alpha=A$ (6-123)

其中A为任意复常数。

(f) 它与阶跃函数有下述关系

$$\delta(x-x_0)=\frac{d}{dx}\,step(x-x_0)\tag{6-124}$$

⑩梳状函数

$$\mathrm{com}\,b(x)=\sum_{n=-\infty}^{\infty}\delta(x-n)\tag{6-125}$$

它是一个间距为1的周期性δ-函数序列。其定标平移形式为

$$\mathrm{com}\,b\left(\frac{x-x_0}{b}\right)=|b|\sum_{n=-\infty}^{\infty}\delta(x-x_0-nb)\tag{6-126}$$

可见，$\mathrm{com}\,b(x/b)$是一串间距为$|b|$的δ-函数，每个δ-函数的面积为$|b|$。当定标因子b变化时，诸δ-函数的间距和每个δ-函数的面积都发生变化，但在一定区间内δ-函数的个数与每个δ-函数的面积之积（即所有δ-函数的总面积）保持不变。

不难看出，对任意函数$f(x)$，有

$$f(x)\left[\frac{1}{|b|}\mathrm{com}\,b\left(\frac{x-x_0}{b}\right)\right]=\sum_{n=-\infty}^{\infty}f(x_0+nb)\delta(x-x_0-nb)\tag{6-127}$$

因此，梳状函数可用于对其他函数抽样。

⑪δ-函数的导数

$$\delta^{(k)}(x)=\frac{d^k}{dx^k}\delta(x)\tag{6-128}$$

与δ-函数本身一样，其导数也由积分性质来描写：设$f(x)$为任一函数，其k次导数在$x=x_0$连续，则δ-函数的k阶导数由下式定义

$$\begin{cases}\delta^{(k)}(x-x_0)=0, & x\neq x_0\\ \int_{x_1}^{x_2} f(x)\delta^{(k)}(x-x_0)dx=(-1)^k f^{k}(x_0), & x_0\in(x_1,x_2)\end{cases} \tag{6-129}$$

由此可以证明

$$\begin{cases}\delta^{(k)}\left(\frac{x-x_0}{b}\right)=b^{-k}|b|\,\delta^{(k)}(x-x_0)\\ \delta^{(k)}(-x)=(-1)^k\delta(x)\end{cases} \tag{6-130}$$

（二）若干常用二维函数

（1）直角坐标表示

①矩形函数

$$rect\left(\frac{x-x_0}{b},\ \frac{y-y_0}{d}\right)=rect\left(\frac{x-x_0}{b}\right)rect\left(\frac{y-y_0}{d}\right) \tag{6-131}$$

其中心在(x_0, y_0)，长、宽分别为b和d，体积为$|bd|$。

②三角形函数

$$tri\left(\frac{x-x_0}{b},\ \frac{y-y_0}{d}\right)=tri\left(\frac{x-x_0}{b}\right)tri\left(\frac{y-y_0}{d}\right) \tag{6-132}$$

它常用以表示出瞳为矩形的光学系统的光学传递函数。

③sin c-函数

$$\sin c\left(\frac{x-x_0}{b},\ \frac{y-y_0}{d}\right)=\sin c\left(\frac{x-x_0}{b}\right)\sin c\left(\frac{y-y_0}{d}\right) \tag{6-133}$$

它常用于描写矩形出瞳光学系统的相干脉冲响应。而它的平方

$$\sin c^2\left(\frac{x-x_0}{b},\ \frac{y-y_0}{d}\right)=\sin c^2\left(\frac{x-x_0}{b}\right)\sin c^2\left(\frac{y-y_0}{d}\right) \tag{6-134}$$

则描写矩形出瞳光学系统的非相干脉冲响应。这两个函数的中心都在(x_0, y_0)，体积都为$|bd|$。

④高斯函数

$$Gaus\left(\frac{x-x_0}{b},\ \frac{y-y_0}{d}\right)=Gaus\left(\frac{x-x_0}{b}\right)Gaus\left(\frac{y-y_0}{d}\right) \tag{6-135}$$

其中心在(x_0, y_0)，体积为$|bd|$。

⑤δ-函数

$$\delta\left(\frac{x-x_0}{b},\ \frac{y-y_0}{d}\right)=\delta\left(\frac{x-x_0}{b}\right)\delta\left(\frac{y-y_0}{d}\right) \tag{6-136}$$

其图示为一个位于(x_0, y_0)的箭头，但因此函数的体积为$|bd|$，所以要用一个高度为$|bd|$的箭头表示。

⑥钉床函数

$$\mathrm{comb}(x,\ y)=\mathrm{comb}(x)\mathrm{comb}(y) \tag{6-137}$$

为一个双周期δ-函数阵，各δ-函数的体积为1，位于x，y为整数值的格点上。其定标形式为

$$\frac{1}{|bd|}\mathrm{comb}\left(\frac{x}{b},\ \frac{y}{d}\right)=\frac{1}{|b|}\mathrm{comb}\left(\frac{x}{b}\right)\cdot\frac{1}{|d|}\mathrm{comb}\left(\frac{y}{d}\right) \tag{6-138}$$

表示一个单位体积二维δ-函数阵。诸δ-函数在x方向的间距为$|b|$，在y方向的间距为$|d|$。类似于一维情况，钉床函数可用于对一个二维函数抽样。也可用以表示一个点源阵。

(2) 具有径向对称性的二维函数

光学系统的元件多呈圆形，并放置得关于光轴对称，故它们仅是非负径向坐标 $\rho=\sqrt{x^2+y^2}$ 的函数。鉴于分析光学系统的需要，下面例举几个在极坐标下的径向对称函数。

①柱函数

$$\mathrm{cyl}\left(\frac{\rho}{d}\right)=\begin{cases}1, & 0<\rho<\frac{d}{2}\\ \frac{1}{2}, & \rho=\frac{d}{2}\\ 0, & \rho>\frac{d}{2}\end{cases} \tag{6-139}$$

它可用于表示一个圆孔，此时 d 为直径。在数学上，它是个一维函数，但物理上却是个二维函数。在 ρ-θ 平面上积分可求得其体积为 $\frac{\pi d^2}{4}$。

②礼帽函数

$$\mathrm{somb}\left(\frac{\rho}{d}\right)=\frac{2J_1\left(\frac{\pi\rho}{d}\right)}{\frac{\pi\rho}{d}} \tag{6-140}$$

它与直角坐标下的二维 sin c-函数相对应。常用于描写圆形出瞳光学系统的相干脉冲响应。其平方 $\mathrm{somb}^2\left(\frac{\rho}{d}\right)$ 则描写圆出瞳光学系统的非相干脉冲响应。它们的中心高度都是 1，体积都是 $\frac{\pi d^2}{4}$。

③高斯函数

$$Gaus\left(\frac{\rho}{d}\right)=e^{-\pi\left(\frac{\rho}{d}\right)^2} \tag{6-141}$$

它与一维高斯函数的形式相同，不同的是如何用它们去表示一个物理量，以及如何对它们进行运算。一维高斯函数 $Gaus\left(\frac{x}{d}\right)$ 下的面积为 $|d|$，而二维高斯函数 $Gaus\left(\frac{\rho}{d}\right)$ 下的体积为 d^2。

④脉冲函数

设点 $(\rho,\ \theta)$ 的向径为 $\boldsymbol{\rho}$，$(\rho_0,\ \theta_0)$ 点的向径为 $\boldsymbol{\rho}_0$，则有

$$\delta(\boldsymbol{\rho}-\boldsymbol{\rho}_0)=\frac{\delta(\rho-\rho_0)}{\rho_0}\delta(\theta-\theta_0) \tag{6-142}$$

位于原点的 δ-函数可表为

$$\delta(\boldsymbol{\rho})=\frac{\delta(\rho)}{\pi\rho} \tag{6-143}$$

对极坐标下的径向对称函数进行运算时，要注意下述情况：

如果一个径向对称函数从原点平移到 $(\rho_0,\ \theta_0)$，则平移后的函数宗量中，要用 $\sqrt{\rho^2+\rho_0^2-2\rho\rho_0\cos(\theta-\theta_0)}$ 代替 ρ，而不能简单地将原来函数中的宗量 ρ 换为 $\rho-\rho_0$，θ 换为 $\theta-\theta_0$。这一点与直角坐标中的情况很不同。比如，径向对称函数 $f(\rho)=g(\rho)$ 平移到 $(\rho_0,\ \theta_0)$ 后，变成

$$f(\rho-\rho_0)=g(\sqrt{\rho^2+\rho_0^2-2\rho\rho_0\cos(\theta-\theta_0)})\qquad(6\text{-}144)$$

而不是 $g(\rho-\rho_0,\ \theta-\theta_0)$。

函数 $\delta(\rho-\rho_0)$中，如果 ρ 表径向坐标，则它既不是个一维函数，也不是一个位于$\rho=\rho_0$的二维 δ-函数，而是一个圆环形 δ-函数，且不难求出其体积为

$$\int_0^{2\pi}\int_0^{\infty}\delta(\rho-\rho_0)\rho d\rho d\theta=2\pi\int_0^{\infty}\rho\delta(\rho-\rho_0)d\rho=2\pi\rho_0\qquad(6\text{-}145)$$

(3) 二维函数的各种变形

除定标和平移外，有时还需将一个二维函数 $f(x,\ y)$作转动和扭曲。所有这些作用的结果，使其独立变数 x 和 y 分别代之以适当选择的函数 $W_1(x,\ y)$，$W_2(x,\ y)$。从而得到函数

$$g(x,\ y)=f[W_1(x,\ y),\ W_2(x,\ y)]\qquad(6\text{-}146)$$

下面是几个简单例子。

①$rect(ax+by+c)$

欲知此函数的性态，只须注意矩形函数对其宗量的依赖关系，即

$$rect(ax+by+c)=\begin{cases}1, & |ax+by+c|<\frac{1}{2}\\ \frac{1}{2}, & |ax+by+c|=\frac{1}{2}\\ 0, & |ax+by+c|>\frac{1}{2}\end{cases}\qquad(6\text{-}147)$$

再注意 $|ax+by+c|=\pm\frac{1}{2}$为二直线，可知，$rect(ax+by+c)$在此二直线所夹的带域上为1，在带域边界上为$\frac{1}{2}$，其他地方为0。

②$rect(a_1x+b_1y+c_1,\ a_2x+b_2y+c_2)$

$$=rect(a_1x+b_1y+c_1)rect(a_2x+b_2y+c_2)\qquad(6\text{-}148)$$

同样的分析可知，此函数的值在由四条直线

$$\left.\begin{array}{l}a_1x+b_1y+c_1=\pm\frac{1}{2}\\ a_2x+b_2y+c_2=\pm\frac{1}{2}\end{array}\right\}$$

所围区域上为 1，在边界上为$\frac{1}{2}$，其他地方为0。

③ $$\mathrm{cyl}\left[\frac{1}{d}\sqrt{(a_1x+b_1y+c_1)^2+(a_2x+b_2y+c_2)^2}\right]\qquad(6\text{-}149)$$

由于围成柱函数 $\mathrm{cyl}[\sqrt{x^2+y^2}/d]$的圆为 $x^2+y^2=(d/2)^2$，可知围成柱函数（6-149）的曲线为

$$(a_1x+b_1y+c_1)^2+(a_2x+b_2y+c_2)^2=\left(\frac{d}{2}\right)^2\qquad(6\text{-}150)$$

将方程(6-150) 展开归项后可知，它是一个圆锥截线的方程。这表明，函数（6-149）是一个由圆锥截线（6-150）围成的柱体。围线的具体形状决定于（6-149）中的系数。

④$\delta(ax+by+c)$　　(6-151)

显然，这是一个沿直线$ax+by+c=0$的线δ-函数。可作坐标转动使此直线平行于某一新坐标轴，从而此δ-函数具有简单形式。

⑤$\delta(a_1x+b_1y+c_1,\ a_2x+b_2y+c_2)$　　(6-152)

这是一个位于二直线

$$\left.\begin{aligned}a_1x+b_1y+c_1=0\\a_2x+b_2y+c_2=0\end{aligned}\right\}$$

交点处的δ-函数，体积为$|a_1b_2-a_2b_1|^{-1}$。

⑥$\mathrm{comb}(a_1x+b_1y+c_1,\ a_2x+b_2y+c_2)$

$$=\frac{1}{|D|}\sum_{n,m=-\infty}^{\infty}\delta\left(x-x_0-\frac{b_2}{D}n+\frac{b_1}{D}m\right)\delta\left(y-y_0+\frac{a_2}{D}n-\frac{a_1}{D}m\right)\qquad(6\text{-}153)$$

是一个倾斜双周期δ-函数阵。每个δ-函数的体积为$|D|^{-1}$。其中x_0，y_0和D由(6-38)给出。

形为$g(x,\ y)=f(x+\alpha_1n+\alpha_2m;\ y+\beta_1n+\beta_2m)$的函数称为倾斜双周期函数，相应于$n$和$m$为常数的直线构成一个斜格子，与其相联系有一个倒格子。由函数$\mathrm{comb}(a_1x+b_1y,\ a_2x+b_2y)$构成的格子，其相应的倒格子由函数

$$\frac{1}{|D|}\mathrm{comb}\left(\frac{b_2}{D}x-\frac{a_2}{D}y-\frac{b_1}{D}x+\frac{a_1}{D}y\right)$$

给出。正格子和倒格子互成傅里叶变换关系。

⑦$\delta[W(x,\ y)]$　　(6-154)

为一沿曲线$s=W(x,\ y)=0$的δ-函数。若把它看作是代表一沿此曲线分布的质点，则线密度为

$$\frac{dm}{dl}=\frac{1}{\sqrt{\left(\frac{\partial W}{\partial x}\right)^2+\left(\frac{\partial W}{\partial y}\right)^2}}\qquad(6\text{-}155)$$

所以有

$$\delta[W(x,\ y)]=\frac{\delta(s)}{\sqrt{\left(\frac{\partial W}{\partial x}\right)^2+\left(\frac{\partial W}{\partial y}\right)^2}}\qquad(6\text{-}156)$$

其中

$$dl=\sqrt{(dx)^2+(dy)^2}$$

此外，若x_i为$W(x,\ y)=0$的第i个x解，则有

$$\delta[W(x,\ y)]=\sum_i\frac{1}{\left|\frac{\partial W}{\partial x}\right|}\delta(x-x_i)\qquad(6\text{-}157)$$

同样，若y_j为$W(x,\ y)=0$的第j个y解，则有

$$\delta[W(x,\ y)]=\sum_j\frac{1}{\left|\frac{\partial W}{\partial y}\right|}\delta(y-y_j)\qquad(6\text{-}158)$$

第二节 线性系统[1][3]

一、物理系统的一般描述

任何物理系统都可看作是对某种激励呈现某种响应的器件。称激励为输入，响应为输出。一般系统有多端输入和多端输出，且输入和输出的个数可以不等。但对光学问题，往往只关心单端输入和单端输出的系统。

系统的模型常用一个数学算符表示。设对一组给定的函数$\{f_1(x), f_2(x), \cdots, f_n(x)\}$可按某种"规则"指定另一组相应的函数$\{g_1(x), g_2(x), \cdots, g_n(x)\}$，其中$g_i$与$f_i$对应，并用算符$\mathscr{S}\{\}$来表示这种"规则"，则这种对应过程可在数学上表示为

$$\mathscr{S}\{f_i(x)\} = g_i(x), \quad i = 1, 2, \cdots, n \tag{6-159}$$

并称$\mathscr{S}\{\}$将第一组函数映射或变换成第二组函数，参看图 6-1。系统的性态常用这种算符描写，其输入和输出就分别相应于上述两组函数的元素。系统的作用就是将输入信号变成输出信号，而支配这种变换的"规则"则有多种，比如代数方程，微分方程、积分方程、数表、图解，等等。

光学中只关心多对一系统，即一个输入只产生一个唯一的输出，但一个输出可相应于多个输入的系统。



图 6-1 算符和物理系统的关系

物理系统按其所呈现的特性可作如下分类。

（一）线性系统

如果一个系统$\mathscr{S}\{\}$具有性质

$$\mathscr{S}\{a_1f_1(x) + a_2f_2(x)\} = a_1\mathscr{S}\{f_1(x)\} + a_2\mathscr{S}\{f_2(x)\} \tag{6-160}$$

则称为线性系统。即线性系统服从迭加原理：它对于若干激励线性组合的总响应等于其分别对各激励的响应的同样线性组合（图 6-2）。这一性质非常重要，因为由此，求系统对一个复杂激励的响应时，可首先将此复杂输入分解成若干简单的基元激励的线性组合，求得系统对各基元激励的响应，再取这些基元响应的线性组合。

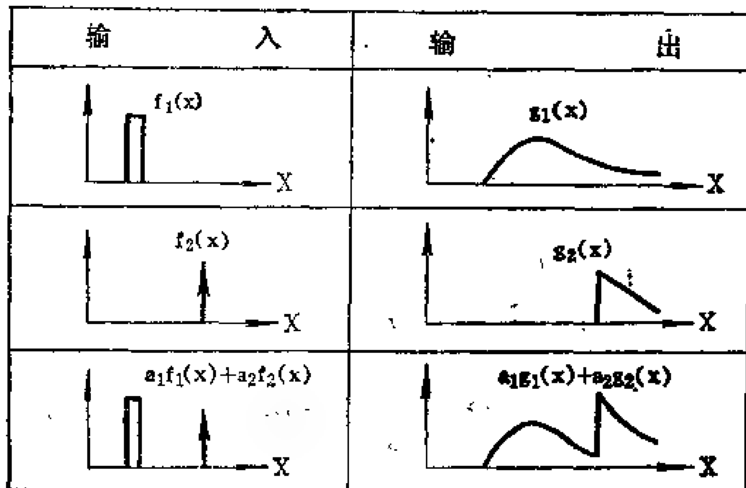


图 6-2 对线性系统迭加原理成立

物理上，线性就意味着系统的性态与输入的大小无关。这当然是一个理想化，但在输入大小的一定范围内，却是一个很好的近似。

（二）平移不变系统

平移不变又称为平稳的、固定的，光学成象中又称为等晕的，等等。一个系统，如果其输入发生（时、空）位置移动仅仅使输出也有一个同样大小的移动而形状不变，则称系统是平移不变的（图 6-3）。也即，当系统 $\mathscr{S}\{\}$ 满足条件：

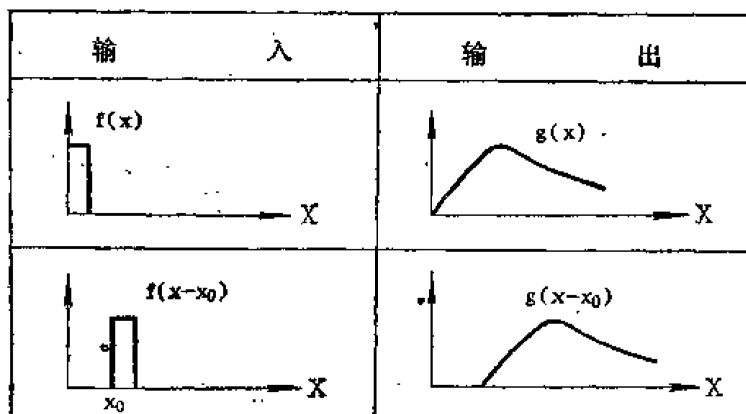


图 6-3 平移不变系统的输入——输出关系

$$\mathscr{S}\{f(x)\}=g(x)\Rightarrow\mathscr{S}\{f(x-x_0)\}=g(x-x_0) \tag{6-161}$$

时，则称它是平移不变的，平移不变性意味着，系统的性态与独立变数的大小无关。这当然也是一个理想化，但在独立变数的某一有限范围内，仍是一个很好的近似。

满足线性和平移不变性的系统特别容易分析，并用算符 $\mathscr{L}\{\}$ 表示，它有性质

$$\begin{aligned}\mathscr{L}\{f(x)\}=g(x)\Rightarrow\mathscr{L}\{a_1f_1(x-x_0)+a_2f_2(x-x_0)\}\\=a_1g_1(x-x_0)+a_2g_2(x-x_0)\end{aligned} \tag{6-162}$$

（三）表因系统

一个系统，如果它在某一点的输出值与其在此点以后的输入值无关，则称其为表因系统。显然，当输入和输出为时间信号时，任何物理系统都是表因系统。但当输入与输出为空间信号时就不一定了。

（四）有记忆系统

一个系统，如果其输出不是输入的函数，而是输入的泛函，则称其为有记忆系统，又称为动力学系统。无记忆系统又称为零记忆系统或瞬态系统，其输出仅是输入的一个函数。有记忆系统的输入 $f(x)$ 和输出 $g(x)$ 之间的关系用算符表示为 $g(x)=\mathscr{E}\{f(x)\}$，其输出在 $x=x_1$ 点的值依赖于输入 $f(x)$ 在 x 的一个很宽范围甚至全部变化范围的值；而无记忆系统的输入输出关系则用函数 $g(x)=u[f(x)]$ 表示，输出在 $x=x_1$ 点的值只与输入在 $x=x_1$ 点的值有关，而不记忆输入在过去的值，也不予见其未来的性态。由此可见，无记忆系统仅将输入在某点的值映射成输出在该点的值，而有记忆系统则将输入在许多点的值映射成输出在一点的值。

下面，除非另有声明，“系统”一词一般将指线性平移不变非表因有记忆单端输入单端输出的多对一系统。

二、脉冲响应与迭加积分

当系统输入一个δ-函数时，其输出称为系统的脉冲响应。对于非平移不变系统，其脉冲响应还与δ-函数在哪一点输入有关。比如，输入脉冲位于 $x=x_0$，则系统在 x 点的响应写成 $h(x;\ x_0)$，即

$$\mathscr{L}\{\delta(x-x_0)\}=h(x;\ x_0) \tag{6-163}$$

而对于线性平移不变系统，按定义，则有

$$\mathscr{L}\{\delta(x-x_0)\}=h(x-x_0)$$

现在对该系统输入 $f(x)$，输出表为 $g(x)$，则有

$$\mathscr{L}\{f(x)\}=g(x) \tag{6-165}$$

将 $f(x)$ 分解成一些适当加权和定位的δ-函数之和，即

$$f(x)=\int_{-\infty}^{\infty}f(\alpha)\delta(x-\alpha)d\alpha \tag{6-166}$$

得

$$g(x)=\mathscr{L}\left\{\int_{-\infty}^{\infty}f(\alpha)\delta(x-\alpha)d\alpha\right\} \tag{6-167}$$

由$\mathscr{L}\{\}$的线性性质，可交换算符和积分的次序，得

$$g(x)=\int_{-\infty}^{\infty}\mathscr{L}\{f(\alpha)\delta(x-\alpha)d\alpha\}=\int_{-\infty}^{\infty}f(\alpha)d\alpha\mathscr{L}\{\delta(x-\alpha)\}$$

$$=f(x)*h(x) \tag{6-163}$$

（6-168）指出，线性平移不变系统的输出等于输入与脉冲响应的卷积。

如果系统仅有线性而无平移不变性，则脉冲响应的形式如（6-163）所示，输入输出关系为

$$g(x)=\int_{-\infty}^{\infty}f(\alpha)h(x;\ \alpha)d\alpha \tag{6-169}$$

式（6-169）称为迭加积分，即线性系统的输入输出关系由迭加积分给出。

三、线性平移不变系统的本征函数与传递函数

如果对系统的输入是系统的一个本征函数，则输出等于一个复常数与该本征函数之积。该复比例常数称为系统相应于所述本征函数的本征值。

可以证明，复指数函数 $e^{j2\pi\xi_0 x}$ 是线性平移不变系统的一个本征函数。以此为输入，得

$$\mathscr{L}\{e^{j2\pi\xi_0 x}\}=g(x;\ \xi_0) \tag{6-170}$$

若以平移过的复指数函数为输入，则有

$$\mathscr{L}\{e^{j2\pi\xi_0(x-x_0)}\}=e^{-j2\pi\xi_0 x_0}g(x;\ \xi_0) \tag{6-171}$$

但由平移不变性的定义，直接得

$$\mathscr{L}\{e^{j2\pi\xi_0(x-x_0)}\}=g(x-x_0;\ \xi_0) \tag{6-172}$$

比较二结果，得

$$g(x-x_0;\ \xi_0)=e^{-j2\pi\xi_0 x_0}g(x;\ \xi_0) \tag{6-173}$$

要此式对所有 x_0 成立，函数 $g(x;\ \xi_0)$ 必须具有形式 $g(x;\ \xi_0)=H(\xi_0)e^{j2\pi\xi_0 x}$。其中 $H(\xi_0)$ 为一与 ξ_0 有关的复常数。于是（6-170）可写成

$$\mathscr{L}\{e^{j2\pi\xi_0 x}\}=H(\xi_0)e^{j2\pi\xi_0 x} \tag{6-174}$$

（6-174）表明，复指数函数 $e^{j2\pi\xi_0 x}$ 为线性平移不变系统 $\mathscr{L}\{\}$ 的本征函数，而 $H(\xi_0)$ 即为相应的本征值，且有

$$H(\xi_0)=g(0;\ \xi_0) \tag{6-175}$$

即当输入为 $e^{j2\pi\xi_0 x}$ 时，输出 $g(x;\ \xi_0)$ 在原点 $x=0$ 的值 $g(0;\ \xi_0)$ 就等于 $H(\xi_0)$。由于 ξ_0 是完全任意的，故省去其下标 0 而直接写成 $H(\xi)$，而 ξ 为输入本征函数的频率变数，故 $H(\xi)$ 称为系统的频率响应函数或传递函数。它描写，当复指数函数通过线性平移不变系统时所受到的衰减和相移。

将（6-174）式两边关于 ξ_0 作傅里叶变换，并视其中的 x 为常数，记为 x_0，得到

$$\mathscr{L}\{\delta(x-x_0)\}=\mathscr{F}\{H(\xi_0)\}*\delta(x-x_0)$$

即

$$h(x-x_0)=\mathscr{F}\{H(\xi_0)\}|_{x-x_0} \tag{6-176}$$

（6-176）指出，脉冲响应和传递函数互为傅里叶变换关系。

对（6-168）的两边作傅里叶变换，并记 $\mathscr{F}\{f(x)\}=F(\xi)$，$\mathscr{F}\{g(x)\}=G(\xi)$，$\mathscr{F}\{h(x)\}=H(\xi)$，则得

$$G(\xi)=F(\xi)H(\xi) \tag{6-177}$$

（6-177）表明，线性平移不变系统的输出谱等于输入谱与系统传递函数之积。利用（6-177）求出输出谱后，再作一次逆傅里叶变换就得到输出本身。这种求输出的频域方法往往有很大方便之处，它将空域中复杂的卷积关系变为频域中的简单乘积关系。

四、二维线性平移不变系统的传递函数

二维线性平移不变系统是一维情况的简单推广。用 LSI 简记线性平移不变系统，则二维 LSI 系统的脉冲响应定义为

$$h(x,y)=\mathscr{L}\{\delta(x,y)\} \tag{6-178}$$

它在成象系统中表示对点源的响应，即表示一个点源的象，故又称为点扩展函数。二维 LSI 系统对一个任意输入 $f(x,y)$ 的响应可写成

$$g(x,\ y)=f(x,\ y)*h(x,\ y)=\int_{-\infty}^{\infty}f(x',y')h(x-x',\ y-y')dx'dy' \tag{6-179}$$

这可看作是一些适当加权和平移过的脉冲响应的迭加。对成象系统，可把物视为一个加权的点源集合，每个点源产生自己的象，它们是一些加权和平移过的点扩展函数，整个象则是这些点扩展函数的迭加。对（6-179）作傅里叶变换，得到输入输出谱之间的关系

$$G(\xi,\ \eta)=F(\xi,\ \eta)H(\xi,\ \eta) \tag{6-180}$$

其中，H，F，G 分别是 h，f，g 的傅里叶变换。

在许多光学系统中，由于光学元件是圆形，所以脉冲响应也是径向对称的，可把它们表为 $h(\rho)$ 或 $h(\sqrt{x^2+y^2})$。如果输入也是径向对称的，比如 $f(\rho)$，则可证明，输出也是径向对称的，即

$$f(\rho) * h(\rho) = g(\rho) \tag{6-181}$$

如果输入无径向对称性，从而不能仅表为 ρ 的函数，则卷积关系可写成

$$g(\rho, \theta) = \int_0^{\infty}\int_0^{2\pi} f(\rho', \theta') h(\sqrt{\rho^2 + \rho'^2 - 2\rho\rho' \cos(\theta - \theta')}) \rho' d\rho' d\theta \tag{6-182}$$

或写成

$$g(x, y) = f(x, y) * h(\sqrt{x^2 + y^2}) \tag{6-183}$$

象一维情况一样，脉冲响应完全地表征了一个二维 LSI 系统。因此总希望或由计算或由测量来得到它。一旦得到了脉冲响应，作傅里叶变换则得到系统的传递函数。如果实际上不能得到系统的脉冲响应，则后面所述的线响应和阶跃响应就很有用。

直接用卷积计算系统的输出往往很困难，这种困难对二维情况还要比一维情况大得多。因此，除特殊情况外，一般转入频域用传递函数计算要方便得多。输入输出谱之间的关系由（6-180）给出。如果系统的脉冲响应是径向对称的，则其传递函数也是径向对称的，且有

$$H(\zeta) = \mathscr{H}\{h(\rho)\} \tag{6-184}$$

其中 $\zeta = \sqrt{\xi^2 + \eta^2}$ 为与 ρ 相应的频率变数。如果系统的输入也是径向对称的，则输出谱也是径向对称的，且有

$$G(\zeta) = F(\zeta) H(\zeta) \tag{6-185}$$

如果输入不是径向对称的，则诸频谱在直角坐标下写出较方便，此时有

$$G(\xi, \eta) = F(\xi, \eta) H(\zeta) \tag{6-186}$$

推广一维的结果，不难证明，函数

$$\varphi(x, y; \xi_0, \eta_0) = e^{j2\pi(\xi_0 x + \eta_0 y)} \tag{6-187}$$

是二维 LSI 系统的一个本征函数。注意到此函数正是傅里叶变换的核，而傅里叶变换实际上是将一个任意函数表示成 LSI 系统的本征函数的线性组合，因此就不难理解，为什么傅里叶变换是分析 LSI 系统的有力工具。

将函数（6-187）输入二维 LSI 系统，得输出

$$g(x, y) = e^{j2\pi(\xi_0 x + \eta_0 y)} * h(x, y)$$

两边作傅里叶变换，得输出谱与输入谱的关系

$$G(\xi, \eta) = \delta(\xi - \xi_0, \eta - \eta_0) H(\xi, \eta) = H(\xi_0, \eta_0) \delta(\xi - \xi_0, \eta - \eta_0) \tag{6-188}$$

再作逆傅里叶变换，得到

$$g(x, y) = H(\xi_0, \eta_0) e^{j2\pi(\xi_0 x + \eta_0 y)} \tag{6-189}$$

（6-189）表明，函数（6-187）的确是二维 LSI 系统的本征函数，相应的本征值为 $H(\xi_0, \eta_0)$，即传递函数在频率 ξ_0，η_0 处的值。

如果二维 LSI 系统的传递函数是径向对称的，则函数

$$J_0(2\pi\zeta_0\rho) \tag{6-190}$$

也是该系统的本征函数。将它输入脉冲响应为 $h(\rho)$、传递函数为 $H(\zeta)$ 的 LSI 系统，得输出

$$g(\rho) = J_0(2\pi\zeta_0\rho) * h(\rho) \tag{6-191}$$

两边作零阶汉克变换得输出谱

$$G(\zeta) = \frac{\delta(\zeta - \zeta_0)}{2\pi\zeta_0} H(\zeta) = H(\zeta_0) \frac{\delta(\zeta - \zeta_0)}{2\pi\zeta} \tag{6-192}$$

反变换得到输出

$$g(\rho)=H(\zeta_0)J_0(2\pi\zeta_0\rho) \tag{6-193}$$

可见，函数（6-190）的确是这种系统的本征函数，相应的本征值为 $H(\zeta_0)$，即传递函数在频率 ζ_0 处的值。注意到，$J_0(2\pi\zeta_0\rho)$ 正是零阶汉克变换的核，而零阶汉克变换实际上是将一个任意径向对称函数分解成了其核函数 $J_0(2\pi\zeta_0\rho)$ 的线性组合，所以就不难理解，为什么零阶汉克变换是分析这种系统的有力工具。

五、线响应和阶跃响应

测量传递函数的最直接方法，当然是将大量不同频率的本征函数一一加到 LSI 系统的输入端，并逐个确定它们所受到的衰减和相移。为此所需要的测量次数由系统的通带宽度与各本征函数间所允许的频率间隔决定。一般，这个数目是相当大的。而且即使这个数目不太大，这种测量传递函数的方法也是费事费时的。在光学中常用的另一方法是，首先计算或测量系统的脉冲响应，然后用数值傅里叶变换得到传递函数。但在某些情况下，当不能得到脉冲响应的精确表达式时，就需用其他方法。线响应和阶跃响应法就是常用的两种。

（一）线响应法

假定所述系统的脉冲响应 $h(x,\ y)$ 和传递函数 $H(\xi,\ \eta)$ 均未知。对它施加一个沿 y 轴的线 δ-函数 $f(x,\ y)=\delta(x)$，其输出为

$$\mathscr{L}\{\delta(x)\}=\delta(x)*h(x,\ y)=\iint_{-\infty}^{\infty}\delta(\alpha)h(x-\alpha,\ \beta)d\alpha d\beta$$

$$=\int_{-\infty}^{\infty}h(x,\ \beta)d\beta\triangleq L_x(x) \tag{6-194}$$

称为系统的线响应或线扩展函数，它只是 x 的函数，对它作傅里叶变换得

$$\mathscr{F}\{L_x(x)\}=\iint_{-\infty}^{\infty}L_x(x)e^{-j2\pi(\xi x+\eta y)}dxdy=L_x(\xi)\delta(\eta) \tag{6-195}$$

但另一方面，由卷积定理得

$$\mathscr{F}\{L_x(x)\}=\mathscr{F}\{\delta(x)*h(x,\ y)\}=\delta(\eta)H(\xi,\ \eta)$$

$$=H(\xi,\ 0)\delta(\eta) \tag{6-196}$$

比较此二式得

$$L_x(\xi)=H(\xi,\ 0) \tag{6-197}$$

即线响应 $L_x(x)$ 的一维傅里叶变换等于传递函数 $H(\xi,\ \eta)$ 的 ξ 轴截面 $H(\xi,\ 0)$。也即，线响应 $L_x(x)$ 与传递函数的截面 $H(\xi,\ 0)$ 构成一维傅里叶变换偶。若再选沿 x 轴的 δ-函数 $\delta(y)$ 作为输入，则得到线响应

$$\mathscr{L}\{\delta(y)\}=L_y(y) \tag{6-198}$$

且它与 $H(0,\ \eta)$ 互为一维傅里叶变换，即

$$L_y(\eta)=\mathscr{F}\{L_y(y)\}=H(0,\ \eta) \tag{6-199}$$

如果所输入的线脉冲既不沿 x 轴也不沿 y 轴，则最好在一个经过转动而使一个坐标轴与线响应平行的坐标系中描写较便。只要改变输入线脉冲的方向，并测量线响应，就能得到任意多个所希望的传递函数截面，从而得到传递函数本身。当然，如果脉冲响应是径向对称的，

则传递函数也是径向对称的。此时只需一个截面（实际上只需$\xi>0$的半个截面）就可以确定传递函数。如果脉冲响应对变数x，y(或x'，y')可分离变数，则传递函数也可以分离变数，从而只需两个截面$H(\xi, 0)$和$H(0, \eta)$[或$H_\theta(\xi', 0)$和$H_\theta(0, \eta')$]即可。

（二）阶跃响应法

有些情况下，既不能直接计算或测量脉冲响应和传递函数，也不能得到线响应，此时可用阶跃响应的办法。

将阶跃函数

$$f(x, y)=\text{step}(ax+by) \tag{6-200}$$

输入系统，其输出称为阶跃响应或边缘响应。为方便，仍在x'，y'坐标系中描写各量，则有

$$\begin{aligned} e_\theta(x') &\triangleq \mathscr{L}\{\text{step}(x')\}=h_\theta(x', y') * \text{step}(x') \\ &= L_\theta(x') * \text{step}(x')=\int_{-\infty}^{x} L_\theta(\alpha')d\alpha' \end{aligned} \tag{6-201}$$

由此得到

$$L_\theta(x')=\frac{d}{dx'}e_\theta(x') \tag{6-202}$$

可见，如果测量或计算得到阶跃响应$e_\theta(x')$，作微商即可求得线响应$L_\theta(x')$，进而可得到相应的传递函数截面。用这种方法确定传递函数所必须的测量次数仍由脉冲响应的对称性与可分离变数的性质决定。

上述结果是对一个任意方向的阶跃输入导出的，所以是普遍的。如果输入阶跃沿y轴，即为step(x)，则结果可在（x，y）坐标系中描写，

$$e_x(x)=\mathscr{L}\{\text{step}(x)\}=\int_{-\infty}^{x} L_x(\alpha)d\alpha \qquad L_x(x)=\frac{d}{dx}e_x(x) \tag{6-203}$$

类似可得输入为step(y)时的结果。

在成象系统中，边缘响应即一个边缘物的象。可用一个与边缘平行的长狭缝在垂直方向上对象照度扫描，并用光电器件测量通过狭缝的总功率作为狭缝位置的函数，结果与边缘响应成正比。

六、线性系统与滤波器

由前知，一个LSI系统的输出，既可在（时）空域中表示为输入与脉冲响应的卷积，从而把输出看作输入经光滑后的结果，也可以（并且往往是更方便地）通过频域间接确定，此时就可用滤波的概念，即把输出谱看作输入谱经滤波的结果。

设一LSI系统，脉冲响应为$h(x)$，传递函数为$H(\xi)$，输入信号为$f(x)$，频谱为$F(\xi)$，输出信号为$g(x)$，频谱为$G(\xi)$，则有

$$G(\xi)=H(\xi)F(\xi) \tag{6-204}$$

如果将传递函数写成振幅与相位的形式，

$$H(\xi)=A_H(\xi)e^{-j\Phi_H(\xi)} \tag{6-205}$$

则称$A_H(\xi)$为振幅传递函数，$\Phi_H(\xi)$为相位传递函数。如果将输入谱和输出谱也写成振幅和相位的形式，则（6-204）成为

$$A_G(\xi)e^{-j\Phi_G(\xi)} = A_H(\xi)A_F(\xi)e^{-j[\Phi_H(\xi)+\Phi_F(\xi)]} \tag{6-206}$$

由此得

$$A_G(\xi) = A_H(\xi)A_F(\xi); \qquad \Phi_G(\xi) = \Phi_H(\xi) + \Phi_F(\xi) \tag{6-207}$$

通常将振幅和相位传递函数分开考虑比较方便。如果一个系统对一切 ξ 都有

$$e^{-j\Phi_H(\xi)} = 1 \tag{6-208}$$

则称为振幅滤波器，而如果对一切 ξ 都有

$$A_H(\xi) = 1 \tag{6-209}$$

则称其为相位滤波器。前者仅振幅传递函数对输出有影响，而后者则仅相位传递函数对输出有影响。

振幅滤波器又有高通、低通，和全通之分，还可分为二元滤波器和连续滤波器，以及畸变滤波器和无畸变滤波器等。而相位滤波器一般均为全通滤波器，但也有有无畸变之分。

如果有两个 LSI 系统互相级联，它们的脉冲响应分别为 $h_1(x)$ 和 $h_2(x)$，传递函数分别为 $H_1(\xi)$ 和 $H_2(\xi)$，则总脉冲响应为

$$h(x) = h_1(x) * h_2(x) \tag{6-210}$$

总传递函数为

$$H(\xi) = H_1(\xi)H_2(\xi) \tag{6-211}$$

这些结果可以推广到多个 LSI 系统级联的情况。利用这一结果，还可以把一个振幅传递函数与相位传递函数均不为 1 的一般滤波器看作一个振幅滤波器与相位滤波器的级联。

第三节 抽样定理[1][3]

抽样定理

为了数据处理和数学分析，常需将一个函数 $g(x)$ 用它在 x 轴上一个分立点集的抽样值来表示。直观上显然，只要抽样点取得足够密，则抽样值的集合就能够相当精确地表示原来的函数 $g(x)$，即只要通过简单的内插，就能以相当大的精度重现 $g(x)$。抽样定理指出，有一类函数，称为带限函数，只要抽样间隔不大于某一上限，就能精确地再现。带限函数即频带有限的函数，也即其傅里叶变换只在频域的一个有限区间 R 上不为零。

设带限函数 $g(x)$，对它用梳函数进行间距为 X 的等距抽样，得样本函数

$$g_s(x) = g(x)\frac{1}{X}\operatorname{comb}\left(\frac{x}{X}\right) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} g(nX)\delta(x-nX) \tag{6-212}$$

求 $g_s(x)$ 的频谱得

$$G_s(\xi) = \mathscr{F}\{g_s(x)\} = G(\xi) * \operatorname{comb}(X\xi) = \sum_{n=-\infty}^{\infty}\frac{1}{X}G\left(\xi - \frac{n}{X}\right) \tag{6-213}$$

此式指出，$g_s(x)$ 的频谱由将 $g(x)$ 的频谱安放在沿 ξ 轴的诸 $\xi = n/X$ 点上而得到。由于 $g(x)$ 是带限的，所以 $G(\xi)$ 仅在频域一有限区间 R 上不为零。从而样本谱 $G_S(\xi)$ 不为零的区间为频率轴 ξ 上每一 $\xi = \frac{n}{X}$ 点周围一个大小为 R 的区间。显然，如果 X 足够小（即抽样点足够密），则相邻频谱区的间隔 $\frac{1}{X}$ 就足够大，从而保证相邻频谱区不会重迭。这样，只要让

$g_s(x)$通过一个能够无畸变地通过$G_s(\xi)$中$n=0$的项而完全阻止其他各项的低通线性滤波器，就能从$G_s(\xi)$绝对准确地恢复原来的频谱$G(\xi)$，从而由滤波输出就可得到$g(x)$的准确再现。

设$g(x)$的带宽（即R在ξ轴上的宽度）为2B，则只要$\frac{1}{X}\geqslant 2B$，就能保证$G_s(\xi)$中诸频谱区分开。因此，为了恢复原来的函数，抽样点的最大间距应为$X=1/2B$。

剩下的问题就是选择让抽样值所通过的滤波器。这有一定的任意性。比如，可选矩形函数，三角形函数，或其他能够起所需窗口作用的函数作滤波器的传递函数。为简单起见，这里选矩形函数，即$H(\xi)=\mathrm{rect}(\xi/2B)/2B$。于是，滤波器的输出频谱为

$$\frac{1}{2B}\mathrm{rect}\left(\frac{\xi}{2B}\right)G_s(\xi)$$

让抽样间距X取其最大容许值$X=1/2B$，上式成为

$$\frac{1}{2B}\mathrm{rect}\left(\frac{\xi}{2B}\right)G_s(\xi)=G(\xi) \tag{6-214}$$

作傅里叶变换回到空域，得到

$$g(x)=\left[g(x)\frac{1}{2B}\mathrm{comb}\left(\frac{x}{2B}\right)\right]*\sin c(2Bx)$$

$$=\sum_{n=-\infty}^{\infty}g\left(\frac{n}{2B}\right)\sin c\left[2B\left(x-\frac{n}{2B}\right)\right] \tag{6-215}$$

这就是一维抽样定理的一种简单形式。它表明，带限函数$g(x)$可由它的一个间隔合适的抽样值列阵准确地再现，方法是，在每一抽样点上竖一个sin c-函数作内插。

对抽样函数和滤波函数作不同的选择，则可得到不同形式的抽样定理。

二、抽样定理与傅里叶级数间的关系

我们知道，一个函数，如果其空域宽度有限，则可作傅里叶级数展开；而如果其频域宽度有限，便可作抽样展开。设函数$g(x)$的频域宽度为2B，则其频谱$G(\xi)$可在[-B, B]上展成傅里叶级数

$$G(\xi)=\sum_{n=-\infty}^{\infty}C_n e^{-i\pi n\xi/B} \tag{6-216}$$

$$C_n=\frac{1}{2B}\int_{-B}^{B}G(\xi)e^{i\pi n\xi/B}d\xi \tag{6-217}$$

另一方面，$g(x)$和$G(\xi)$互为傅里叶变换，即

$$g(x)=\int_{-B}^{B}G(\xi)e^{i2\pi\xi x}d\xi \tag{6-218}$$

比较（6-127）与（6-128）可知

$$C_n=\frac{1}{2B}g\left(\frac{n}{2B}\right) \tag{6-219}$$

将（6-219）代入（6-216），得

$$G(\xi)=\frac{1}{2B}\sum_{n=-\infty}^{\infty}g\left(\frac{n}{2B}\right)e^{-i\pi n\xi/B} \tag{6-220}$$

此式对于给定的 $g(x)$ 计算其傅里叶变换很方便。它指出，$G(\xi)$ 可用 $g(x)$ 在一些相距为 $\frac{1}{2B}$ 的离散点集上的抽样值表示。对（6-220）两边作傅里叶变换回到空域，得

$$g(x)=\sum_{n=-\infty}^{\infty} g\left(\frac{n}{2B}\right)\operatorname{sinc}\left[2B\left(x-\frac{n}{2B}\right)\right] \tag{6-221}$$

（6-221）与（6-215）相同。它指出，如果 $g(x)$ 不含 $[-B, B]$ 之外的空间频率，则可由其在一系列相距为 $\frac{1}{2B}$ 的离散点集上的抽样值完全确定。这就是抽样定理。这个结果，用希尔伯空间的术语可表述为：带限函数 $g(x)$ 是希尔伯空间中的向量，而 sinc-抽样插值函数则构成此空间一正交完备坐标基，样本值 $g\left(\frac{n}{2B}\right)$ 就是 $g(x)$ 在此空间中的坐标。

三、抽样与模数转换

为了作数字式处理需将模拟数据数字化。这常用专门的扫描方式完成。设要转化的模拟数据由 $f(x)$ 给定，量化点的间距选为 x_s。对其中任一点，比如 $x=nx_s$，可用下式估计 $f(x)$ 在该点的值。

$$\hat{f}(nx_s)=\int_{-\infty}^{\infty} f(\alpha)\frac{1}{|b|}\operatorname{rect}\left(\frac{\alpha-nx_s}{b}\right)d\alpha \tag{6-222}$$

即用函数在一个以 $x=nx_s$ 为中心，宽度为 $|b|$ 的区间上的平均值作为 $f(nx_s)$ 的估计值。于是整个 $f(x)$ 的量化形式为

$$\begin{aligned} f_d(x) &= \sum_{n=-\infty}^{\infty}\left\{\int_{-\infty}^{\infty} f(\alpha)\frac{1}{|b|}\operatorname{rect}\left(\frac{\alpha-nx_s}{b}\right)d\alpha\right\}\delta(x-nx_s) \\ &= \sum_{n=-\infty}^{\infty}\hat{f}(nx_s)\delta(x-nx_s)=\hat{f}(x)\sum_{n=-\infty}^{\infty}\delta(x-nx_s) \\ &= \hat{f}(x)\frac{1}{x_s}\operatorname{comb}\left(\frac{x}{x_s}\right)=\hat{f}_s(x) \end{aligned} \tag{6-223}$$

（6-223）指出，f_d 只不过是原 $f(x)$ 的估计函数 $\hat{f}(x)$ 的抽样形式，抽样函数为梳函数。由于矩形函数为偶函数，则

$$\hat{f}(x)=\frac{1}{|b|}\int_{-\infty}^{\infty} f(\alpha)\operatorname{rect}\left(\frac{x-\alpha}{b}\right)d\alpha=\frac{1}{|b|}\left[f(x) * \operatorname{rect}\left(\frac{x}{b}\right)\right] \tag{6-224}$$

利用（6-224），可将（6-223）写成

$$f_d(x)=\frac{1}{|b|}\left\{f(x) * \operatorname{rect}\left(\frac{x}{b}\right)\right\}\frac{1}{x_s}\operatorname{comb}\left(\frac{x}{x_s}\right) \tag{6-225}$$

四、二维抽样定理

上述一维抽样定理很容易推广到二维情况。

设带限函数 $g(x, y)$，带宽为 $|\xi|\leqslant B$，$|\eta|\leqslant D$。作样本函数

$$g_s(x, y)=g(x, y)\cdot 4BD\operatorname{comb}(2Bx, 2Dy) \tag{6-226}$$

求样本谱

$$G_s(\xi,\ \eta) = G(\xi,\ \eta) * \mathrm{comb}\left(\frac{\xi}{2B},\ \frac{\eta}{2D}\right)$$

$$= \sum_{n,m=-\infty}^{\infty} 4BDG(\xi - 2Bn,\ \eta - 2Dm) \tag{6-227}$$

选滤波函数

$$H(\xi,\ \eta) = \frac{1}{4BD}\mathrm{rect}\left(\frac{\xi}{2B},\ \frac{\eta}{2D}\right) \tag{6-228}$$

求滤波输出

$$G(\xi,\ \eta)H(\xi,\ \eta) = G(\xi,\ \eta) \tag{6-229}$$

回到空域得

$$g(x,\ y) = g_s(x,\ y) * h(x,\ y)$$
$$= [4BDg(x,\ y)\mathrm{comb}(2Bx,\ 2Dy)] * \mathrm{sinc}(2Bx,\ 2Dy)$$
$$= \sum_{n,m=-\infty}^{\infty} g\left(\frac{n}{2B},\ \frac{m}{2D}\right)\mathrm{sinc}\left[2B\left(x-\frac{n}{2B}\right),\ 2D\left(y-\frac{m}{2D}\right)\right] \tag{6-230}$$

五、抽样定理的其他形式

关于抽样定理的上述讨论指出，对于一个带限函数，只要抽样间隔不大于其带宽的倒数，就可用样本值完全恢复原来的函数。带宽的倒数就是临界抽样间隔，又称为尼奎斯特间隔。抽样定理实质上表示，只要有足够多的抽样数据就能够完全表征一个带限函数而不丢失任何信息。至于用什么函数抽样，抽什么样本值，以及抽样间隔怎样取等，都具有很多可能的选择。比如，要唯一地恢复一个带限函数，可对函数及其各阶导数抽样，只要使平均抽样间隔不大于临界抽样间隔即可。也就是说，如果同时对函数及其一阶导数抽样，只要在两倍临界间隔上抽样即可；如果同时对函数及其一、二阶导数抽样，只要在三倍临界间隔上抽样即可。一般而言，如果一个函数 $f(x)$，其空域宽度近似为 $2X$，频域宽度近似为 $2B$，则只要有 $4X \cdot B$ 个独立数据（函数及其导数的样本值）就能适当表征这个函数。这个量称为空间-带宽积。

下面是几种其他形式的抽样定理。

（一）坐标与导数抽样

设 $f(x)$ 为严格带限的，带宽为 $2B$，则可用在二倍临界间隔 $1/B$ 上函数及其一阶导数的样本值完全恢复此函数，且有

$$f(x) = f_s(x) * \sin c^2(Bx) + f_s'(x) * x\sin c^2(Bx) \tag{6-231}$$

其中 $f_s(x)$ 和 $f_s'(x)$ 分别是函数及其一阶导数的样本函数。如果用梳函数抽样，则有

$$f_s(x) = f(x)B\mathrm{comb}(Bx),\quad f_s'(x) = f'(x)B\mathrm{comb}(Bx) \tag{6-232}$$

（二）交错抽样

抽样点也不必是等距的。比如，可以用两个相互移位小于临界间隔的梳函数抽样。假设一个为 $B\mathrm{comb}[B(x+a)]$，一个为 $B\mathrm{comb}[B(x-a)]$，其中 $|a|<1/4B$，可以证明，有

$$f(x) = [f(x)\mathrm{samp}(x+a)] * m(x) + [f(x)\mathrm{samp}(x-a)] * m(-x)$$

$$= \sum_{n=-\infty}^{\infty} f\left(\frac{n}{B}-a\right)m\left(x+a-\frac{n}{B}\right) + f\left(\frac{n}{B}+a\right)m\left(-x+a+\frac{n}{B}\right) \tag{6-233}$$

其中

$$\left.\begin{aligned}&\operatorname{sam}p(x)=B\operatorname{com}b(Bx)\\&m(x)=\sin c(2Bx)-\pi B\cot(2\pi aB)x\sin c^2(Bx)\end{aligned}\right\}\tag{6-234}$$

(三)抽样函数的变形

实际上，梳函数抽样是不能实现的，因为任何物理器件都有一定的大小，因此询问函数也有一定的范围，从而不可能在一些离散的几何点上对函数抽样。假定用一排等距放置的函数 $p(x)$进行抽样，当然 $p(x)$要比抽样间距 x_s 窄得多。此时，抽样函数可写成

$$\operatorname{samp}(x)=p(x)*\frac{1}{x_s}\operatorname{comb}\left(\frac{x}{x_s}\right)\tag{6-235}$$

样本函数及其频谱则为

$$f_s(x)=f(x)\left[p(x)*\frac{1}{x_s}\operatorname{comb}\left(\frac{x}{x_s}\right)\right]\tag{6-236}$$

$$F_s(\xi)=F(\xi)*[P(\xi)\operatorname{comb}(x_s\xi)]=\xi_s\sum_{n=-\infty}^{\infty}P(n\xi_s)F(\xi-n\xi_s)\tag{6-237}$$

由上可见，此时，梳函数在与 $F(\xi)$卷积之前先被 $P(\xi)$加权，因此，$P(\xi)$只影响各频谱级的高度而不影响它的形状。

(四)有限抽样阵的影响

实际上，抽样函数不可能无限长，而只能在一个有限范围 X 内得到 $f(x)$的样本值。如果用梳函数抽样，抽样函数实际上为

$$\operatorname{samp}(x)=\frac{1}{X}\operatorname{rect}\left(\frac{x}{X}\right)\left[\frac{1}{x_s}\operatorname{comb}\left(\frac{x}{x_s}\right)\right]\tag{6-238}$$

于是，样本函数及其频谱为

$$f_s(x)=f(x)\frac{1}{X}\operatorname{rect}\left(\frac{x}{X}\right)\left[\frac{1}{x_s}\operatorname{comb}\left(\frac{x}{x_s}\right)\right]\tag{6-239}$$

$$\begin{aligned}F_s(\xi)&=F(\xi)*\operatorname{sinc}(X\xi)*\operatorname{comb}(x_s\xi)\\&=\operatorname{sinc}(X\xi)*\xi_s\sum_{n=-\infty}^{\infty}F(\xi-n\xi_s)\end{aligned}\tag{6-240}$$

(6-240)表示，限制抽样函数长度的作用是，使由无限长抽样函数得到的频谱与一个 sinc 函数相卷，从而各频谱级发生了扩散。结果是，尽管以临界间隔进行抽样，各谱级间仍发生重迭。当然，减小抽样间隔可以减少重迭，但无论如何不再能够用一个理想低通滤波器严格恢复 $f(x)$。由(6-239)知，也可以把其中矩形函数的作用看作不是限制抽样函数而是限制 $f(x)$。这样，尽管 $f(x)$是带限的，但 $f(x)\operatorname{rect}(x/X)$ 不再是带限的，从而抽样定理不再严格成立。

第四节 光波的传播和衍射

一、单色光衍射的基尔霍夫积分[1,2,3]

关于光波传播的惠更斯-菲涅耳原理，其基本思想是：到达空间一点 P 的光扰动是位于该点与光源之间任一曲面上所发二次子波相干迭加的结果。基尔霍夫将此原理建立在一个

数学基础上，并证明，可以把它看作是某一积分定理的近似形式。这个积分定理把齐次波动方程的解在空间任一点的值用这个解及其一阶导数在包围此点的任一封闭曲面上所有点的值来表示。

首先考虑严格单色标量波

$$V(x,y,z,t)=U(x,y,z)e^{-j2\pi\nu t} \tag{6-241}$$

在真空中，其依赖于空间变数的部分满足亥姆霍兹方程

$$(\nabla^2+k^2)U=0 \tag{6-242}$$

其中 $k=\omega/c$。设 v 为封闭曲面 s 所包围的体积，P 为其内一点。假定 U 的一、二阶偏导数在 s 内和 s 上连续。如果 U' 是另一个与 U 满足同样连续性要求的函数，则有格林定理

$$\iiint_v (U\nabla^2 U'-U'\nabla^2 U)dv=-\oiint_s\left(U\frac{\partial U'}{\partial n}-U'\frac{\partial U}{\partial n}\right)d\sigma \tag{6-243}$$

其中 $\partial/\partial n$ 表示沿 s 面的内法向微商。如果 U' 也满足亥姆霍兹方程

$$(\nabla^2+k^2)U'=0 \tag{6-244}$$

则（6-244）与（6-242）结合起来使（6-243）左边的积分为 0，从而（6-243）成为

$$\oiint_s\left(U\frac{\partial U'}{\partial n}-U'\frac{\partial U}{\partial n}\right)d\sigma=0 \tag{6-245}$$

选格林函数

$$U'(x,y,z)=\frac{e^{jkr}}{r} \tag{6-246}$$

其中 r 表示自 P 点到积分面元 $d\sigma$ 的距离。函数（6-246）在 $r=0$ 有奇异性，因此，要格林定理成立，必须把 P 点排除在积分区域之外。为此，用一个半径为 ε 的小球面 s' 将 P 点包围起来，并在 s' 和 s 所夹的区域中积分，则（6-245）成为

$$\left(\oiint_s+\oiint_{s'}\right)\left\{U\frac{\partial}{\partial n}\left(\frac{e^{jkr}}{r}\right)-\frac{e^{jkr}}{r}\frac{\partial U}{\partial n}\right\}d\sigma=0 \tag{6-247}$$

或写成

$$\oiint_s\left\{U\frac{\partial}{\partial n}\left(\frac{e^{jkr}}{r}\right)-\frac{e^{jkr}}{r}\frac{\partial U}{\partial n}\right\}d\sigma=-\oiint_{s'}\left\{U\frac{e^{jkr}}{r}\left(jk-\frac{1}{r}\right)-\frac{e^{jkr}}{r}\frac{\partial U}{\partial n}\right\}d\sigma'$$

$$=-\iint_\Omega\left\{U\frac{e^{jk\varepsilon}}{\varepsilon}\left(jk-\frac{1}{\varepsilon}\right)-\frac{e^{jk\varepsilon}}{\varepsilon}\frac{\partial U}{\partial n}\right\}\varepsilon^2 d\Omega \tag{6-248}$$

其中 $d\Omega$ 表示立体角元。因为（6-248）式左边的积分与 ε 无关，所以右边的积分可用其当 $\varepsilon\to 0$ 时的极限形式代替，此时有

$$U(P)=\frac{1}{4\pi}\oiint_s\left\{U\frac{\partial}{\partial n}\left(\frac{e^{jkr}}{r}\right)-\frac{e^{jkr}}{r}\frac{\partial U}{\partial n}\right\}d\sigma \tag{6-249}$$

（6-249）称为亥姆霍兹—基尔霍夫积分公式。

二、多色光衍射的基尔霍夫积分

其次考虑非单色光波 $V(x,y,z,t)$，它满足波动方程

$$\nabla^2 V-\frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 V}{\partial t^2}=0 \tag{6-250}$$

设 V 可以表示成傅里叶积分的形式

$$V(x,y,z,t)=\int_{-\infty}^{\infty} U_\nu(x,y,z)e^{-j2\pi\nu t}d\nu \tag{6-251}$$

取其逆变换得

$$U_\nu(x,y,z)=\int_{-\infty}^{\infty} V(x,y,z,t)e^{j2\pi\nu t}dt \tag{6-252}$$

因为 V 满足波动方程（6-250），所以 U_ν 满足亥姆霍兹方程（6-244）。如果 V 又满足适当的连续性条件，则可对其每一个傅里叶分量使用基尔霍夫积分定理

$$U_\nu(P)=\frac{1}{4\pi}\oiint_s\left\{U_\nu\frac{\partial}{\partial n}\left(\frac{e^{jkr}}{r}\right)-\frac{e^{jkr}}{r}\frac{\partial U_\nu}{\partial n}\right\}d\sigma \tag{6-253}$$

将（6-253）代入（6-251）并交换积分次序，注意到 $k=\omega/c=2\pi\nu/c$，得到

$$\begin{aligned}V(P,t)&=\frac{1}{4\pi}\oiint_s ds\left\{\int_{-\infty}^{\infty}\left[U_\nu\frac{\partial}{\partial n}\left(\frac{e^{-j2\pi\nu\left(t-\frac{r}{c}\right)}}{r}\right)-\frac{e^{-j2\pi\nu\left(t-\frac{r}{c}\right)}}{r}\cdot\frac{\partial U_\nu}{\partial n}\right]d\nu\right\}\\&=\frac{1}{4\pi}\iint_s ds\int_{-\infty}^{\infty}\left\{U_\nu\left[\frac{\partial}{\partial n}\left(\frac{1}{r}\right)+\frac{j2\pi\nu}{rc}\frac{\partial r}{\partial n}\right]e^{-j2\pi\nu\left(t-\frac{r}{c}\right)}-\frac{e^{-j2\pi\nu\left(t-\frac{r}{c}\right)}}{r}\frac{\partial U_\nu}{\partial n}\right\}d\nu\\&=\frac{1}{4\pi}\iint_s\left\{[V]\frac{\partial}{\partial n}\left(\frac{1}{r}\right)-\frac{1}{cr}\frac{\partial r}{\partial n}\left[\frac{\partial V}{\partial t}\right]-\frac{1}{r}\left[\frac{\partial V}{\partial n}\right]\right\}d\sigma\end{aligned} \tag{6-254}$$

其中最后一步用到（6-251）式。（6-254）中的方括号表示推迟值，即相应函数取时刻 $\left(t-\frac{r}{c}\right)$ 时的值。方程（6-254）是基尔霍夫积分定理的一般形式。

三、平面孔径衍射的基尔霍夫理论

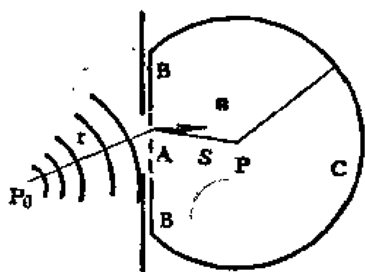


图 6-4　平面孔径的衍射示意图

假定发自点光源 P_0 的单色球面波从左边照明平面孔径 A。P 为孔径右边一点。孔径 A 的线度虽比波长大得多，但比 P_0 和 P 到孔径的距离 r 和 s 小得多。为求 P 点的光扰动，利用基尔霍夫积分公式（6-249），并选闭合积分面由下述几部分构成：①孔径 A，②屏幕未被照明的一面 B，③以 P 点为中心、半径为 R 的球面的一部分 C，如图 6-4 所示。基尔霍夫积分定理写成

$$U(P)=\frac{1}{4\pi}\left(\iint_A+\iint_B+\iint_C\right)\left\{U\frac{\partial}{\partial n}\left(\frac{e^{jks}}{s}\right)-\frac{e^{jks}}{s}\frac{\partial U}{\partial n}\right\}d\sigma \tag{6-255}$$

其中，s 表示从 P 点到积分面元 $d\sigma$ 的距离，$\partial/\partial n$ 仍表沿封闭面内法向的微商。可以证明，只要 U 满足索末菲辐射条件

$$\lim_{R\to\infty}\left(\frac{\partial U}{\partial n}-jkU\right)=0 \tag{6-256}$$

则（6-255）中 C 上的积分当 $R\to\infty$ 时趋于零。剩下的就是在 A，B 上的积分。这要用到和 $\partial u/\partial n$ 在 A 和 B 上的值。基尔霍夫假定：

$$\left.\begin{aligned}&\text{在 } A \text{ 上，} U=U^{(i)},\quad \frac{\partial U}{\partial n}=\frac{\partial U^{(i)}}{\partial n}\\&\text{在 } B \text{ 上，} U=0,\quad \frac{\partial U}{\partial n}=0\end{aligned}\right\} \tag{6-257}$$

其中

$$U^{(i)}=\frac{Ae^{jkr}}{r}\qquad \frac{\partial U^{(i)}}{\partial n}=\frac{Ae^{jkr}}{r}\left(jk-\frac{1}{r}\right)\cos(\mathbf{n},\ \mathbf{r}) \tag{6-258}$$

是屏幕不存在时，入射场及其导数的相应值。r 是自 P_0 点到积分面元 $d\sigma$ 的距离。(6-257) 称为基尔霍夫边界条件，它构成基尔霍夫衍射理论的基础。在这些条件下，(6-255) 式成为

$$U(P)=\frac{A}{j\lambda}\iint_A \frac{e^{jk(r+s)}}{rs}\cdot\frac{[\cos(\mathbf{n},\ \mathbf{r})-\cos(\mathbf{r},\ \mathbf{S})]}{2}d\sigma \tag{6-259}$$

(6-259) 式称为菲涅耳-基尔霍夫衍射公式。

四、平面孔径衍射的瑞利-索末菲理论

索末菲假定，基尔霍夫积分公式 (6-249) 中的格林函数 U' 是由位于 P_0 和它关于屏幕的镜象点 P_0' 的两个点源产生的，且二点源所发光扰动的波长相同，相位差 180°。此时，格林函数可写成

$$U'(r)=\frac{e^{jkr}}{r}-\frac{e^{jkr'}}{r'} \tag{6-260}$$

其中 r' 是从 P_0' 点到积分面元 $d\sigma$ 的距离。利用这个格林函数可得出

$$U(P)=\frac{1}{j\lambda}\iint_A U(\mathbf{s})\frac{e^{jks}}{s}\cos(\mathbf{n},\ \mathbf{s})d\sigma \tag{6-261}$$

其中 n 表 s 面的外法向。

五、瑞利-索末菲衍射理论向多色光的推广

设一非单色扰动 $u(\mathbf{s},t)$ 投射到孔径上，而考虑孔径后面一点 P 处的扰动 $u(P,t)$。将 $u(\mathbf{s},t)$ 和 $u(\mathrm{P},t)$ 表为傅里叶积分，得

$$u(\mathbf{s},t)=\int_{-\infty}^{\infty}U\nu(\mathbf{s})e^{-j2\pi\nu t}d\nu \tag{6-262}$$

$$u(p,t)=\int_{-\infty}^{\infty}U\nu(\mathrm{P})e^{-j2\pi\nu t}d\nu \tag{6-263}$$

对每一单色傅里叶分量应用索末菲衍射公式 (6-261) 得到

$$U\nu(\mathrm{P})=\frac{1}{j\lambda}\iint_A U\nu(\mathbf{s})\frac{e^{jks}}{s}\cos(\mathbf{n},\mathbf{s})d\sigma \tag{6-264}$$

将 (6-264) 代入 (6-261) 得

$$u(\mathrm{P},t)=\iint_A\frac{\cos(\mathbf{n},\mathbf{s})}{2\pi cs}\int_{-\infty}^{\infty}-j2\pi\nu U\nu(\mathbf{s})e^{-j2\pi\nu\left(t-\frac{s}{c}\right)}d\nu\, d\sigma \tag{6-265}$$

或者

$$u(\mathrm{P},t)=\iint_A\frac{\cos(\mathbf{n},\mathbf{s})}{2\pi cs}\frac{d}{dt}u\left(\mathbf{s},t-\frac{s}{c}\right)d\sigma \tag{6-266}$$

(6-266) 表示，P 点的扰动正比于孔径上各点 s 的扰动对时间的微商，且由于扰动从 s 点

传播到 P 点需要一段时间 s/c，所以 t 时刻观测到的波依赖于入射波在提前时刻 $t-\frac{s}{c}$ 的微商。当然，从菲涅耳-基尔霍夫衍射公式出发可得到类似的结果。

六、部分相干光的传播和衍射

（一）实多色光的复表示

由于原子发光的随机性，其所发射的电磁波场不可能是严格单色的。设有一实多色场 $f(t)$，其傅里叶变换和逆变换为

$$F(\nu)=\int_{-\infty}^{\infty} f(t)e^{-j2\pi\nu t}dt \tag{6-267}$$

$$f(t)=\int_{-\infty}^{\infty} F(\nu)e^{j2\pi\nu t}d\nu \tag{6-268}$$

（6-268）式可改写如下

$$f(t)=\left(\int_{-\infty}^{0}+\int_{0}^{\infty}\right)\left\{F(\nu)e^{j2\pi\nu t}d\nu\right\} \tag{6-269}$$

其中

$$\int_{-\infty}^{0} F(\nu)e^{j2\pi\nu t}d\nu=-\int_{\infty}^{0} F(-\nu)e^{-j2\pi\nu t}d\nu=\int_{0}^{\infty}F(-\nu)e^{-j2\pi\nu t}d\nu$$

$$=\left(\int_{0}^{\infty}F(\nu)e^{j2\pi\nu t}d\nu\right)^{*} \tag{6-270}$$

其中用到 $f(t)$ 为实函数的性质：

$$f(t)=f^{*}(t)\Rightarrow F(\nu)=F^{*}(-\nu),\ \text{或}\ F(-\nu)=F^{*}(\nu)$$

将（6-270）代入（6-269）得到

$$f(t)=\mathrm{Re}\int_{0}^{\infty}2F(\nu)e^{j2\pi\nu t}d\nu$$

$$=\int_{0}^{\infty}2A(\nu)\cos[2\pi\nu t-\phi(\nu)]d\nu \tag{6-271}$$

其中将复函数 $F(\nu)$ 写成了振幅和位相的形式

$$F(\nu)=A(\nu)e^{-j\phi(\nu)} \tag{6-272}$$

相应于（6-271）的余弦傅里叶积分，作正弦傅里叶积分

$$\chi(t)=\int_{0}^{\infty}2A(\nu)\sin[2\pi\nu t-\phi(\nu)]d\nu \tag{2-273}$$

并定义解析信号

$$V(t)=f(t)+j\chi(t)=\int_{0}^{\infty}2F(\nu)e^{j2\pi\nu t}d\nu \tag{2-274}$$

（2-274）表示，复解析信号 $V(t)$ 只含正的频率分量，其傅里叶谱可写成

$$U(\nu)=2F(\nu)\,\mathrm{ste}\,P(\nu) \tag{6-275}$$

对（6-275）两边作逆傅里叶变换得

$$V(t)=\int_{-\infty}^{\infty}U(\nu)e^{j2\pi\nu t}\,d\nu=\int_{-\infty}^{\infty}2F(\nu)\,\mathrm{ste}\,P(\nu)e^{j2\pi\nu t}\,d\nu$$

$$=\int_{-\infty}^{\infty}F(\nu)[1+sgn(\nu)]e^{j2\pi\nu t}\,d\nu=f(t)+\frac{1}{j2\pi}f(t)*\frac{1}{t}$$

$$=f(t)+j\,\frac{P}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty}\frac{f(t')}{t'-t}dt' \tag{6-276}$$

比较（6-274）与（6-276）得

$$\chi(t)=\frac{P}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty}\frac{f(t')}{t'-t}dt'=\mathscr{H}\{f(t)\}$$

即解析信号的实、虚部互成希尔伯变换关系。

（二）互相干函数

考虑两个固定的点光源 s_1 和 s_2 在空间一点 P 所产生的场。令 $V_1(t)$ 和 $V_2(t)$ 为表示 s_1 和 s_2 所发光扰动的解析信号，t 表扰动离开光源的时刻。令 τ_1 和 τ_2 分别为扰动从 s_1 和 s_2 传到 P 点所需的时间。在自由空间中有

$$\tau_1=\frac{s_1P}{c}\qquad \tau_2=\frac{s_2P}{c}$$

c 为真空光速。于是在 t 时刻，P 点的总解析信号为

$$V(t)=V_1(t-\tau_1)+V_2(t-\tau_2) \tag{6-277}$$

观测到 P 点的强度为

$$I_P=\langle V(t)V^*(t)\rangle$$

$$=\langle |V_1|^2\rangle+\langle |V_2|^2\rangle+\langle V_1(t+\tau)V_2^*(t)\rangle+\langle V_1^*(t+\tau)V_2(t)\rangle \tag{6-278}$$

其中 $\tau=\tau_2-\tau_1$。定义由 s_1 和 s_2 所产生光扰动的互相干函数和复相干度分别为

$$\Gamma_{12}(\tau)=\langle V_1(t+\tau)V_2^*(t)\rangle \tag{6-279}$$

$$\gamma_{12}(\tau)=\frac{\Gamma_{12}(\tau)}{\sqrt{\langle |V_1|^2\rangle\langle |V_2|^2\rangle}}=\frac{\Gamma_{12}(\tau)}{\sqrt{I_1I_2}} \tag{6-280}$$

其中 $I_1=\langle |V_1|^2\rangle$，$I_2=\langle |V_2|^2\rangle$ 分别为 s_1 和 s_2 各自在 P 点产生的强度。从而

$$I_P=I_1+I_2+2\sqrt{I_1I_2}\,\mathrm{Re}\,\gamma_{12}(\tau) \tag{6-281}$$

（三）解析信号与互相干函数的性质

设 $V_1(t)$ 和 $V_2(t)$ 分别为与实函数 $f_1(t)$ 和 $f_2(t)$ 相应的解析信号。f_1 与 f_2 的互相关函数为

$$R_{12}(\tau)=\int_{-\infty}^{\infty}f_1(t)f_2(t+\tau)dt=f_1(-t)*f_2(t) \tag{6-282}$$

设 $\chi(t)$ 为 $f(t)$ 的希尔伯变换。用 $\mathscr{H}\mathscr{H}=-1$ 作用于（6-282）右边并注意到，线性算符作用于卷积等于将此算符作用于卷积中的任一因子，可得

$$-\mathscr{H}\mathscr{H}\{f_1(-t)*f_2(t)\}=-\mathscr{H}\{f_1(-t)\}*\mathscr{H}\{f_2(t)\}=-\chi_1(-t)*[-\chi_2(t)]$$

$$= \chi_1(-t) * \chi_2(t) = f_1(-t) * f_2(t) \tag{6-283}$$

其中用到 $-\mathscr{H}\mathscr{H}=1$，$\mathscr{H}\{f(-t)\}=-\chi(-t)$。类似地可以得到

$$f_1(t) * \chi_2(-t) = -\chi_1(t) * f_2(-t) \tag{6-284}$$

利用（6-283）和（6-284）式，可将解析信号 $V_1(t)$ 和 $V_2(t)$ 的互相干函数写成

$$\begin{aligned}\Gamma_{12}(\tau) &= \int_{-\infty}^{\infty} V_1(t)V_2^*(t-\tau)dt = V_1(t) * V_2^*(-t)\\ &= f_1(t) * f_2(-t) + \chi_1(t) * \chi_2(-t)\\ &\quad - j\mathscr{H}\{f_1(t) * f_2(-t) + \chi_1(t) * \chi_2(-t)\}\end{aligned} \tag{6-285}$$

上式表示，互相干函数的实、虚部互成希尔伯变换关系，即

$$\mathrm{Im}[V_1(t) * V_2^*(-t)] = -\mathscr{H}\{\mathrm{Re}[V_1(t) * V_2^*(-t)]\} \tag{6-286}$$

这表示，互相干函数 $\Gamma_{12}(t)$ 也是一个解析信号。

利用（6-283）式，又有

$$\mathrm{Re}[V_1(t) * V_2^*(-t)] = f_1(t) * f_2(-t) + \chi_1(t) * \chi_2(-t) = 2f_1(t) * f_2(-t) \tag{6-287}$$

当 $V_1=V_2=V$ 时，有

$$\frac{1}{2}V(t) * V^*(-t) = f(t) * f(-t) - jf(t) * \chi(-t)$$

当 $\tau=0$ 时，左边为实，从而得到

$$\int_{-\infty}^{\infty} V(t)V^*(t)dt = 2\int_{-\infty}^{\infty} f(t)f(t)dt \tag{6-288}$$

$$\int_{-\infty}^{\infty} f(t)\chi(t)dt = -\int_{-\infty}^{\infty} \chi(t)f(t)dt = 0 \tag{6-289}$$

（6-289）表示 $f(t)$ 和 $\chi(t)$ 互相正交。

利用互相干函数 $\Gamma_{12}(\tau)$ 可把上述结果写成

$$\Gamma_{12}(\tau) = \langle V_1(t+\tau)V_2^*(t)\rangle = 2[\Gamma_{12}^{ff}(t) - j\Gamma_{12}^{f\chi}(\tau)] \tag{6-290}$$

其中

$$\left.\begin{aligned}&\Gamma_{12}^{ff}(\tau) = \langle f_1(t+\tau)f_2(t)\rangle,\ \Gamma_{12}^{f\chi}(\tau) = \langle f_1(t+\tau)\chi_2(t)\rangle\\ &\Gamma_{12}^{f\chi}(0) = 0,\ \Gamma_{11}(0) = 2\Gamma_{11}^{ff}(0) = 2I_1(\mathrm{P})\end{aligned}\right\} \tag{6-291}$$

又由（6-285）式，互相干函数的实、虚部互成希尔伯变换关系

$$\Gamma_{12}^{f\chi}(\tau) = -\Gamma_{12}^{\chi f}(\tau) = \mathscr{H}[\Gamma_{12}^{ff}(\tau)] \tag{6-292}$$

由互相干函数的定义还可看出

$$\Gamma_{21}(\tau) = \Gamma_{12}^*(-\tau),\ \Gamma_{21}(\nu) = \Gamma_{12}^*(\nu) \tag{6-293}$$

其中

$$\Gamma_{12}(\nu) = \begin{cases}\displaystyle\int_{-\infty}^{\infty}\Gamma_{12}(\tau)e^{-j2\pi\nu\tau}d\tau, & \nu>0\\ 0, & \nu<0\end{cases} \tag{6-294}$$

（四）互相干函数的传播方程

设表示空间两点 P_1 和 P_2 光扰动的解析信号为 $V(p_1,t_1)=V_1(t_1)$ 和 $V(p_2,t_2)=V(t_2)$。

可把 P_1 和 P_2 点的互相干函数表为对称形式

$$\Gamma(P_1,P_2,t_1,t_2)=\langle V(P_1,t_1+t)V^*(P_2,t_2+t)\rangle \tag{6-295}$$

对上式两边作用关于第一空间变数的拉氏算符 ∇_1^2，得

$$\nabla_1^2\Gamma(P_1,P_2,t_1,t_2)=\langle\nabla_1^2V(P_1,t_1+t)V^*(P_2,t_2+t)\rangle \tag{6-296}$$

由于 V 的实部表实际物理场，故满足波动方程，而其虚部为实部的希尔伯变换，注意到函数微商的希尔伯变换等于其希尔伯变换的微商，则知，V 的虚部从而 V 本身，也满足波动方程。于是有

$$\nabla_1^2V(P_1,t_1+t)=\frac{1}{c^2}\frac{\partial^2}{\partial t_1^2}V(P_1,t_1+t) \tag{6-297}$$

将（6-296）右边的 ∇_1^2 代之以 $\partial^2/c^2\partial t^2$ 并交换平均与微分运算的次序，得到

$$\nabla_1^2\Gamma(P_1,P_2,t_1,t_2)=\frac{1}{c^2}\frac{\partial^2}{\partial t_1^2}\Gamma(P_1,P_2,t_1,t_2) \tag{6-298}$$

同理可得

$$\nabla_2^2\Gamma(P_1,P_2,t_1,t_2)=\frac{1}{c^2}\frac{\partial^2}{\partial t_2^2}\Gamma(P_1,P_2,t_1,t_2) \tag{6-299}$$

（6-298）和（6-299）表示，互相干函数满足关于其两组变数的两个波动方程。对于平稳场，Γ 只与时间差 $\tau=t_2-t_1$ 有关，且 $\partial^2/\partial t_1^2=\partial^2/\partial t_2^2=\partial^2/\partial\tau^2$，于是，（6-298）与（6-299）可写成

$$\nabla_1^2\Gamma(P_1,P_2,\tau)=\frac{1}{c^2}\frac{\partial^2}{\partial\tau^2}\Gamma(P_1,P_2,\tau) \tag{6-300}$$

$$\nabla_2^2\Gamma(P_1,P_2,\tau)=\frac{1}{c^2}\frac{\partial^2}{\partial\tau^2}\Gamma(P_1,P_2,\tau) \tag{6-301}$$

以上二式可合并写成

$$\nabla_1^2\nabla_2^2\Gamma(P_1,P_2,\tau)=\frac{1}{c^4}\frac{\partial^4}{\partial\tau^4}\Gamma(P_1,P_2,\tau) \tag{6-302}$$

（五）互相干函数的近似传播规律

设曲面 A 横截自有限扩展光源 s 发出的光束，而 B 为另一任意曲面。现在要用 A 上所有点对的互相干函数表示 B 上任意两点之间的互相干函数。

设 P_1 和 P_2 为 A 上的任意两点，Q_1 和 Q_2 为 B 上的任意两点。将描写各点光扰动的解析信号 $V(R,t)$ 展成傅里叶分量

$$V(R,t)=\int_0^\infty U(R,\nu)e^{-j2\pi\nu t}\,d\nu \tag{6-303}$$

因为 $V(R,t)$ 满足波动方程，所以 $U(R,\nu)$ 满足亥姆霍兹方程，从而可对它应用惠更斯-菲涅耳原理，

$$U(Q_1,\nu)=\int_A U(P_1,\nu)\frac{e^{jkr_1}}{r_1}\Lambda_1 ds_1 \tag{6-304}$$

其中 r_1 表 P_1 到 Q_1 的距离，Λ_1 为倾斜因子。令（6-303）中的 $R=Q_1$，$t=t_1$，并将（6-304）代入，得

$$V(Q_1,t_1)=\int_0^\infty U(Q_1,\nu)e^{-j2\pi\nu t_1}\,d\nu=\int_0^\infty\left(\int_A U(P_1,\nu)\frac{e^{jkr_1}}{r_1}\Lambda_1 ds_1\right)e^{-j2\pi\nu t_1}\,d\nu$$

$$=\int_A\left(\int_0^\infty U(P_1,\nu)e^{-i2\pi\nu\left(t_1-\frac{r_1}{c}\right)}\Lambda_1 d\nu\right)\frac{1}{r_1}ds_1 \tag{6-305}$$

其中用到 $k=2\pi\nu/c$。由于倾斜因子 Λ 只通过一个相乘因子 ν 依赖于频率，所以随频率的变化比其他因子慢得多，可用其平均值 $\bar{\Lambda}$ 代替而提出对 ν 的积分号外，得

$$V(Q_1,t_1)=\int_A\frac{V\left(P_1,t-\frac{r_1}{c}\right)}{r_1}\bar{\Lambda}_1 ds_1 \tag{6-306}$$

同理可得

$$V(Q_2,t_2)=\int_A\frac{V\left(P_1,t-\frac{r_2}{c}\right)}{r_2}\bar{\Lambda}_2 ds_2 \tag{6-307}$$

由（6-306）和（6-307）可得到

$$\begin{aligned}\Gamma(Q_1,Q_2,t_1,t_2)&=\langle V(Q_1,t_1)V^*(Q_2,t_2)\rangle\\&=\iint_A\frac{\left\langle V\left(P_1,t_1-\frac{r_1}{c}\right)V^*\left(P_2,t_2-\frac{r_2}{c}\right)\right\rangle}{r_1r_2}\bar{\Lambda}_1\bar{\Lambda}_2^*ds_1ds_2\\&=\iint_A\frac{\Gamma\left(P_1,P_2,t_1-\frac{r_1}{c},t_2-\frac{r_2}{c}\right)}{r_1r_2}\bar{\Lambda}_1\bar{\Lambda}_2^*ds_1ds_2\end{aligned} \tag{6-308}$$

对平稳场，上式成为

$$\Gamma(Q_1,Q_2,\tau)=\iint_A\frac{\Gamma\left(P_1,P_2,\tau-\frac{r_2-r_1}{c}\right)}{r_1r_2}\bar{\Lambda}_1\bar{\Lambda}_2^*ds_1ds_2 \tag{6-309}$$

当 $Q_1=Q_2=Q$，且 $\tau=0$ 时，上式左边表 Q 点的强度。如果用 P_1 和 P_2 点的强度以及复相干度 γ 表示右边的互相干函数，则（6-309）可写成

$$I(Q)=\iint_A\frac{\sqrt{I(P_1)}\sqrt{I(P_2)}}{r_1r_2}\gamma\left(P_1,P_2,\frac{r_2-r_1}{c}\right)\bar{\Lambda}_1\bar{\Lambda}_2ds_1ds_2 \tag{6-310}$$

（六）互相干函数的基尔霍夫积分

设 Q_1 和 Q_2 为波场中之任意两点，A 为包围这两点的任意封闭曲面。由于互相干函数满足波动方程，故可对它使用非单色光衍射的基尔霍夫积分。令 P 表示曲面 A 上的动点，方括号[ ]$_i$，$i=1,2$，表示关于第 i 个时间变数的推迟值，r_i 表示从 P_i 点到 Q_i 点的距离，则有

$$\begin{aligned}\Gamma(Q_1,Q_2,t_1,t_2)=\frac{1}{4\pi}\int_A\Big\{&\frac{\partial}{\partial n_1}\left(\frac{1}{r_1}\right)[\Gamma(P_1,Q_2,t_1,t_2)]_1-\\&-\frac{1}{cr_1}\frac{\partial r_1}{\partial n_1}\left[\frac{\partial}{\partial t_1}\Gamma(P_1,Q_2,t_1,t_2)\right]_1-\\&-\frac{1}{r_1}\left[\frac{\partial}{\partial n_1}(P_1,Q_2,t_1,t_2)\right]_1\Big\}dP_1\end{aligned} \tag{6-311}$$

其中 $\partial/\partial n_1$ 表沿曲面内法向微商。

$$\Gamma(P_1,Q_2,t_1,t_2)=\frac{1}{4\pi}\int_A\frac{\partial}{\partial n_2}\left(\frac{1}{r_2}\right)[\Gamma(P_1,P_2,t_1,t_2)]_2-$$

$$-\frac{1}{cr}\frac{\partial r}{\partial n_2}\left[\frac{\partial}{\partial t_2}\Gamma(P_1,P_2,t_1,t_2)\right]_2-$$

$$-\frac{1}{r_2}\left[\frac{\partial}{\partial n_2}\Gamma(P_1,P_2,t_1,t_2)\right]_2\Bigg\}dP_2$$

将上式代入 (6-311) 得到

$$\Gamma(Q_1,Q_2,t_1,t_2)=\frac{1}{(4\pi)^2}\iint_{A\,A}\Bigg\{\frac{\partial}{\partial n_1}\left(\frac{1}{r_1}\right)\frac{\partial}{\partial n_2}\left(\frac{1}{r_2}\right)[\Gamma]_{1,2}-$$

$$-\frac{\partial}{\partial n_1}\left(\frac{1}{r_1}\right)\frac{1}{cr_2}\frac{\partial r_2}{\partial n_2}\left[\frac{\partial}{\partial t_2}\Gamma\right]_{1,2}-\frac{\partial}{\partial n_1}\left(\frac{1}{r_1}\right)\frac{1}{r_2}\left[\frac{\partial}{\partial n_2}\Gamma\right]_{1,2}-$$

$$-\frac{1}{cr_1}\frac{\partial r_1}{\partial n_1}\frac{\partial}{\partial n_2}\left(\frac{1}{r_2}\right)\left[\frac{\partial}{\partial t_1}\Gamma\right]_{1,2}+\frac{1}{c^2r_1r_2}\frac{\partial r_1}{\partial n_1}\frac{\partial r_2}{\partial n_2}\left[\frac{\partial^2}{\partial t_1\partial t_2}\Gamma\right]_{1,2}+$$

$$+\frac{1}{cr_1}\frac{\partial r_1}{\partial n_1}\frac{1}{r_2}\left[\frac{\partial^2}{\partial t_1\partial n_2}\Gamma\right]_{1,2}-\frac{1}{r_1}\frac{\partial}{\partial n_2}\left(\frac{1}{r_2}\right)\left[\frac{\partial}{\partial n_1}\Gamma\right]_{1,2}+$$

$$+\frac{1}{r_1}\frac{1}{cr_2}\frac{\partial r_2}{\partial n_2}\left[\frac{\partial^2}{\partial n_1\partial t_2}\Gamma\right]_{1,2}+\frac{1}{r_1r_2}\left[\frac{\partial^2}{\partial n_1\partial n_2}\Gamma\right]_{1,2}\Bigg\}dP_1dP_2$$

(6-312)

其中

$$[\Gamma]_{1,2}=\Gamma\left(P_1,P_2,t_1-\frac{r_1}{c},t_2-\frac{r_2}{c}\right)$$

对于平稳场，$\Gamma(P_1,P_2,t_1,t_2)=\Gamma(P_1,P_2,\tau)$，$\tau=t_1-t_2$，$\partial/\partial t_1=-\partial/\partial t_2=\partial/\partial\tau$ 上式成为

$$\Gamma(Q_1,Q_2,\tau)=\frac{1}{(4\pi)^2}\iint_{A\,A}\Bigg\{\frac{\partial}{\partial n_1}\left(\frac{1}{r_1}\right)\frac{\partial}{\partial n_2}\left(\frac{1}{r_2}\right)[\Gamma]+\frac{\partial}{\partial n_1}\left(\frac{1}{r_1}\right)\frac{1}{cr_2}\frac{\partial r_2}{\partial n_2}\left[\frac{\partial}{\partial\tau}\Gamma\right]-$$

$$-\frac{\partial}{\partial n_1}\left(\frac{1}{r_1}\right)\frac{1}{r_2}\left[\frac{\partial}{\partial n_2}\Gamma\right]-\frac{1}{cr_1}\frac{\partial r_1}{\partial n_1}\frac{\partial}{\partial n_2}\left(\frac{1}{r_2}\right)\left[\frac{\partial}{\partial\tau}\Gamma\right]-$$

$$-\frac{1}{c^2r_1r_2}\frac{\partial r_1}{\partial n_1}\frac{\partial r_2}{\partial n_2}\left[\frac{\partial^2}{\partial\tau^2}\Gamma\right]+$$

$$+\frac{1}{cr_1}\frac{\partial r_1}{\partial n_1}\frac{1}{r_2}\left[\frac{\partial^2}{\partial\tau\partial n_2}\Gamma\right]-\frac{1}{r_1}\frac{\partial}{\partial n_2}\left(\frac{1}{r_2}\right)\left[\frac{\partial}{\partial n_1}\Gamma\right]-\frac{1}{r_1}\frac{1}{cr_2}\frac{\partial r_2}{\partial n_2}\left[\frac{\partial^2}{\partial n_1\partial\tau}\Gamma\right]+$$

$$+\frac{1}{r_1r_2}\left[\frac{\partial^2}{\partial n_1\partial n_2}\Gamma\right]\Bigg\}dP_1dP_2 \qquad (6\text{-}313)$$

其中

$$[\Gamma]=\Gamma\left(P_1,P_2,\tau-\frac{r_1-r_2}{c}\right)$$

当 $Q_1=Q_2=Q$，且 $\tau=0$ 时，利用 $\Gamma_{12}(\tau)=\sqrt{I_1I_2}\,\gamma_{12}(\tau)$，上式可写成

$$I(Q)=\frac{1}{(4\pi)^2}\iint_{AA}\Bigg(\sqrt{I_1I_2}\Bigg\{\frac{\partial}{\partial n_1}\left(\frac{1}{r_1}\right)\frac{\partial}{\partial n_2}\left(\frac{1}{r_2}\right)[\gamma]+$$

$$+\left(\frac{\partial}{\partial n_1}\left(\frac{1}{r_1}\right)\frac{1}{cr_2}\frac{\partial r_2}{\partial n_2}-\frac{\partial}{\partial n_2}\left(\frac{1}{r_2}\right)\frac{1}{cr_1}\frac{\partial r_1}{\partial n_1}\right)\left[\frac{\partial}{\partial\tau}\gamma\right]-$$

$$-\frac{1}{c^2r_1r_2}\frac{\partial r_1}{\partial n_1}\frac{\partial r_2}{\partial n_2}\left[\frac{\partial^2}{\partial\tau^2}\gamma\right]\Bigg\}+\sqrt{I_1}\Bigg\{\frac{1}{cr_1r_2}\frac{\partial r_1}{\partial n_1}\frac{\partial}{\partial n_2}\left(\sqrt{I_2}\left[\frac{\partial}{\partial\tau}\gamma\right]\right)-$$

$$-\frac{\partial}{\partial n_1}\left(\frac{1}{r_1}\right)\frac{1}{r_2}\frac{\partial}{\partial n_2}\left(\sqrt{I_2}[\gamma]\right)\Bigg\}-\sqrt{I_2}\Bigg\{\frac{\partial}{\partial n_2}\left(\frac{1}{r_2}\right)\frac{1}{r_1}\frac{\partial}{\partial n_1}\left(\sqrt{I_1}[\gamma]\right)+$$

$$+\frac{1}{cr_1r_2}\frac{\partial r_2}{\partial n_2}\frac{\partial}{\partial n_1}\left(\sqrt{I_1}\left[\frac{\partial}{\partial\tau}\gamma\right]\right)\Big\}+\frac{1}{r_1r_2}\frac{\partial_2}{\partial n_1\partial n_2}(\sqrt{I_1I_2}[\gamma])dP_1dP_2 \tag{6-314}$$

其中，I_1 和 I_2 分别为 P_1 点和 P_2 点的强度，$[\gamma]=\gamma(P_1,P_2,(s_2-s_1)/c)$。

（七）条纹可见度与互相干函数的物理意义

考虑两光束迭加时干涉条纹的可见度。它们可以是在两个不同时刻从同一空间点发出，也可以是在同一时刻从两个不同的空间点发出，或者在不同的时刻从不同的空间点发出。

设描写 P_1 点 t_1 时刻光扰动的解析信号为 $V_1(t_1)$，描写 P_2 点 t_2 时刻光扰动的解析信号为 $V_2(t_2)$。此二扰动经过不同的路程 s_1 和 s_2 后在空间一点 Q 迭加，则 Q 点光扰动的解析信号为

$$V(Q,t)=K_1V_1\left(t-\frac{s_1}{c}\right)+K_2V_2\left(t-\frac{s_2}{c}\right) \tag{6-315}$$

其中 K_1 和 K_2 是几何因子。Q 点的平均强度为

$$\begin{aligned}I(Q,\tau)&=K_1^2I(P_1)+K_2^2I(P_2)+2\mathrm{Re}[K_1K_2^*\Gamma_{12}(\tau)]\\&=I_1(Q)+I_2(Q)+2\sqrt{I_1(Q)I_2(Q)}\mathrm{Re}[\gamma_{12}(\tau)]\end{aligned} \tag{6-316}$$

其中 $\tau=(s_1-s_2)/c$ 是自 P_1 和 P_2 点发出的两个光扰动的相对时间延迟。$I_1(Q)$ 和 $I_2(Q)$ 分别为单由 P_1 点和 P_2 点发出的光扰动在 Q 点产生的强度。$\Gamma_{12}(\tau)$ 为 P_1 和 P_2 点光扰动之间的互相干函数，$\gamma_{12}(\tau)$ 为相应的复相干度。若将 $\gamma_{12}(\tau)$ 写成

$$\gamma_{12}(\tau)=|\gamma_{12}(\tau)|\,e^{j[\phi(\tau)-2\pi\bar{\nu}\tau]} \tag{6-317}$$

其中 $\bar{\nu}$ 为平均频率，则有

$$I(Q)=I_1(Q)+I_2(Q)+2\sqrt{I_1(Q)I_2(Q)}\,|\gamma_{12}(\tau)|\cos[\phi(\tau)-2\pi\bar{\nu}\tau] \tag{6-318}$$

由干涉条纹可见度的定义得

$$V=\frac{I_{max}-I_{min}}{I_{max}+I_{min}}=\frac{2\sqrt{I_1(Q)I_2(Q)}}{I_1(Q)+I_2(Q)}|\gamma_{12}(\tau)| \tag{6-319}$$

当 $I_1(Q)=I_2(Q)$ 时得到

$$V=|\gamma_{12}(\tau)| \tag{6-320}$$

即条纹可见度等于复相干度的模值。由于人们通常把相干性与两束光迭加时产生干涉条纹的能力联系起来，所以 $|\gamma_{12}(\tau)|$ 就表示了两束光的相干程度，这就是称 $\gamma_{12}(\tau)$ 为复相干度的理由。由上可见，仅当 $|\Gamma_{12}(\tau)|\neq 0$ 时，光束的迭加才产生干涉效应。由复相干度的定义（6-280）并利用（6-279）及施瓦尔兹不等式可知，复相干度 γ 的值在 0 和 1 之间。前一个值表示通常所说的非相干性，后一个值表示完全相干性，中间值则表示部分相干情况。时间相干性和空间相干性分别由 $\gamma_{11}(\tau)$ 和 $\gamma_{12}(0)$ 描写。由于互相干函数满足波动方程，它把 $\Gamma_{12}(\tau)$ 的时间变化和空间变化联系起来。所以一般不能将时间相干性与空间相干性分开，即一般不能将 $\gamma_{12}(\tau)$ 分解为 $\gamma_{11}(\tau)$ 和 $\gamma_{12}(0)$ 的乘积形式。当 $\tau=0$ 时，$\Gamma_{12}(0)=\Gamma(P_1,P_2,0)$ 表示 P_1 和 P_2 两点之间的互强度，常表为 $\Gamma_{12}(0)=J(P_1,P_2)=J_{12}$。当 $P_1=P_2=P$，$\tau=0$ 时，$\Gamma_{11}(0)=\Gamma(P,P,0)=I(P)$ 表示 P 点的强度。

将 $\Gamma_{12}(\tau)$ 展开成其频谱分量，得

$$\Gamma_{12}(\tau)=\int_0^\infty S_{12}(\nu)e^{-j2\pi\nu\tau}d\nu \tag{6-321}$$

对于准单色光的情况，$S_{12}(\nu)$只在以平均频率$\bar{\nu}$为中心的狭窄频率间隔$\Delta\nu \ll \bar{\nu}$内才有显著值，因此有

$$\Gamma_{12}(\tau_2) = \int_0^\infty S_{12}(\nu)\, e^{-j2\pi\nu\tau_1}\, e^{-j2\pi\nu(\tau_2-\tau_1)} d\nu \tag{6-322}$$

当

$$|\tau_2 - \tau_1| \ll \frac{1}{\Delta\nu} = \tau_c \tag{6-323}$$

时，上式可写成

$$\Gamma_{12}(\tau_2) = e^{-j2\pi\bar{\nu}(\tau_2-\tau_1)} \int_0^\infty S_{12}(\nu) e^{-j2\pi\nu\tau_1} d\tau_1$$

$$= e^{-j2\pi\bar{\nu}(\tau_2-\tau_1)}\, \Gamma_{12}(\tau_1) \tag{6-324}$$

类似地可得到

$$\gamma_{12}(\tau_2) = e^{-j2\pi\bar{\nu}(\tau_2-\tau_1)}\, \gamma_{12}(\tau_1) \tag{6-325}$$

令$\tau_1 = 0$，$\tau_2 = \tau$，由（6-323）和（6-324）可得

$$\Gamma_{12}(\tau) = \Gamma_{12}(0) e^{-j2\pi\bar{\nu}\tau} = J_{12}\, e^{-j2\pi\bar{\nu}\tau} \tag{6-326}$$

$$\gamma_{12}(\tau) = \gamma_{12}(0) e^{-j2\pi\bar{\nu}\tau} = \mu_{12}\, e^{-j2\pi\bar{\nu}\tau} \tag{6-327}$$

当满足$|\tau| < 1/\Delta\nu$时，本节所有公式中的$\Gamma_{12}(\tau)$和$\gamma_{12}(\tau)$都可用（6-326）和（6-327）中右边的量代替。

第五节 互强度和强度矩阵[4][5]

为书写简洁起见，下面首先就一维情况表述光波场的互强度和强度矩阵及其有关性质，然后再说明推广到二维情况的结果。可参考第八章有关部分的内容。

一、互强度

设波场中两点 P_1 和 P_2 的复振幅分别为$v(p_1, t) = v_1(t)$和$v(p_2, t) = v_2(t)$，则该两点之间的互强度定义为

$$J(p_1, p_2) = J_{12} = \lim_{T\to\infty} \frac{1}{T} \int_0^T v_1(t) v_2^*(t) dt = \langle v_1(t) v_2^*(t) \rangle_t \tag{6-328}$$

P_1 和P_2点的强度则分别由 J_{11} 和 J_{22} 给出。由（6-328）可见，互强度 J_{12} 满足下述厄米条件

$$J_{12}^* = J_{21} \tag{6-329}$$

现假定使 $v_1(t)$ 和$v_2(t)$分别经过不同的吸收媒质后再迭加，则迭加后的强度可写成

$$I = \langle | k_1 v_1(t) + k_2 v_2(t) |^2 \rangle = | k_1 |^2 J_{11} + k_1 k_2^* J_{12} + k_1^* k_2 J_{21} + | k_2 |^2 J_{22} \tag{6-330}$$

其中 k_1 和 k_2 是两个复常数，与所选媒质和程长等有关。因为强度 I 为非负量，所以由（6-330）中 J_{11}，J_{12}，J_{21}，J_{22} 组成的矩阵 $J = [J_{ij}]$是半正定的。即（6-330）是半正定厄米二次型。从而有

$$| J_{12} |^2 \leq J_{11} J_{22} \tag{6-331}$$

由厄米矩阵的理论知，$J=[J_{ij}]$可经一幺正变换U对角化，即

$$J=U\Lambda U^{+} \tag{6-332}$$

其中Λ为一对角元为λ_1和λ_2的对角阵．U为一幺正矩阵，满足$UU^{+}=U^{+}U=E$。λ_1和λ_2为矩阵J的本征值，相应的本征向量为$\phi^{(1)}=(v_{11},\ v_{21})$，$\phi_2=(U_{12},\ U_{22})$。由（6-332）得

$$J_{ij}=\lambda_1 U_{i1}U_{j1}^{*}+\lambda_2 U_{i2}U_{j2}^{*},\ (i,j=1,2) \tag{6-333}$$

λ_1和λ_2非负，且满足本征方程

$$\lambda^2-(J_{11}+J_{22})\lambda+J_{11}+J_{22}-|J_{12}|^2=0 \tag{6-334}$$

一般而言，本征值λ_1，λ_2和本征函数$\phi^{(1)}$，$\phi^{(2)}$都是观察点P_1和P_2的函数。当（6-331）中等号成立时，即当

$$|J_{12}|=J_{11}J_{22} \tag{6-335}$$

时，由（6-334）知，只有一个非零本征值，比如$\lambda_1\neq 0$，此时，由（6-333）得

$$J_{ij}=\lambda_1 U_{i1}U_{j1}^{*}\triangleq u_i u_j^{*},\ (i,\ j=1,\ 2) \tag{6-336}$$

其中

$$u_i\triangleq\sqrt{\lambda_1}\,U_{i1}\quad (i=1,\ 2) \tag{6-337}$$

称为观察点P_1和P_2处的有效波振幅，且有关系

$$u_i=\frac{J_{ij}}{J_{jj}}u_j\qquad (i,\ j=1,\ 2) \tag{6-338}$$

利用u_i可将（6-330）式中的强度写成

$$I=|k_1u_1+k_2u_2|^2 \tag{6-339}$$

如果选k_1和k_2使得$|k_1|^2J_{11}=|k_2|^2J_{22},=J$则当（6-335）式满足时，合成强度$I$的最小值$I^{\min}=0$，从而，干涉条纹的可见度

$$V=\frac{I_{\max}-I_{\min}}{I_{\max}+I_{\min}}=1 \tag{6-340}$$

这表明，方程（6-335）为完全相干条件。对于部分相干情况，合成强度的最小值不等于0，且有

$$\left.\begin{aligned}I_{\max}&=2J(1+|\gamma_{12}|)\\ I_{\min}&=2J(1-|\gamma_{12}|)\end{aligned}\right\} \tag{6-341}$$

其中γ_{12}为P_1和P_2点之间的复相干度

$$\gamma_{12}=\frac{J_{12}}{\sqrt{J_{11}J_{22}}} \tag{6-342}$$

解（6-341）得到

$$|\gamma_{12}|=\frac{I_{\max}-I_{\min}}{I_{\max}+I_{\min}} \tag{6-343}$$

二、强度矩阵

（一）复波幅的抽样展开

假定一光学系统，其入瞳对物面所张的孔径角为α_0，则通过孔径的光扰动的复振幅$f(x)$可用抽样定理展开为

$$f(x)=\sum_{n=-\infty}^{\infty} f\left(\frac{n}{2\nu_0}\right)\sin c\left[2\nu_0\left(x-\frac{n}{2\nu_0}\right)\right]$$

$$=\sum_{n=-\infty}^{\infty} f\left(\frac{n\pi}{k\alpha_0}\right)\frac{\sin(k\alpha_0 x-n\pi)}{k\alpha_0 x-n\pi}$$

$$\triangleq\sum_n f_n u_n(k\alpha_0 x) \tag{6-344}$$

其中 $\nu_0=\alpha_0/\lambda$，$k=2\pi/\lambda$，$f_n=(n\pi/k\alpha)$.

$$u_n(x)=\sin c\left(\frac{x}{\pi}-n\right)=\frac{\sin(x-n\pi)}{x-n\pi} \tag{6-345}$$

抽样间隔

$$\Delta x=\frac{\pi}{k\alpha_0} \tag{6-346}$$

为物面所能分辨的最小线度。对于透镜，其数值孔径为

$$\alpha_0=n\sin\theta_0$$

n 为透镜材料的折射率，θ_0 为边缘光线与光轴的夹角。此时，最小可分辨距离成为

$$\Delta x=\frac{\pi}{kn\sin\theta_0}=\frac{\lambda}{2n\sin\theta_0} \tag{6-347}$$

由（6-346）和（6-347）可见，限制光学系统分辨本领的物理原因是，有限的入射孔径使某些携带物体细节信息的大偏角光线不能进入光学系统而损失掉了。

抽样插值函数 $u_n(k\alpha_0 x)$ 构成正交完备组，且有下述常用恒等式

$$\sum_n\frac{\sin(x-n\pi)}{x-n\pi}=\sum_n u_n(x)=1$$

$$\sum_n u_n^2(x)=\sum_n\frac{\sin^2(x-n\pi)}{(x-n\pi)^2}=1$$

$$\sum_n u_n(x_1)u_n(x_2)=\frac{\sin(x_1-x_2)}{x_1-x_2}$$

（二）强度矩阵

设系统被一点光源照明，照明波场中的复振幅分布为 $a(x)$，则强度分布为

$$I(x)=a(x)a^*(x)=\sum_{n,m}a^*\left(\frac{n\pi}{k\alpha_0}\right)a\left(\frac{m\pi}{k\alpha_0}\right)u_n^*(k\alpha_0 x)u_m(k\alpha_0 x) \tag{6-348}$$

其中

$$a(x)=\sum_n a\left(\frac{n\pi}{k\alpha_0}\right)u_n(k\alpha_0 x) \tag{6-349}$$

是照明波场中光波信号的抽样展开式。现假定照明系统的是一个位于 ξ 平面上的有限扩展光源，并考虑波场中两点 x_1 和x_2 之间的互强度。位于 ξ 处的点源对这个互强度的贡献为

$$J(x_1,x_2,\xi)=\left\langle a^*\left(\frac{n\pi}{k\alpha_0},\xi,t\right)a\left(\frac{m\pi}{k\alpha_0},\xi,t\right)\right\rangle_t u_n^*(k\alpha_0 x_1)u_m(k\alpha_0 x_2) \tag{6-350}$$

整个光源所产生的互强度为

$$J(x_1,x_2)=\int_\xi J(x_1,x_2,)d\xi=\sum_{n,m}A_{nm}u_n^*(k\alpha_0 x_1)u_m(k\alpha_0 x_2) \tag{6-351}$$

其中

$$A_{nm}=\int_S\left\langle a^*\left(\frac{n\pi}{k\alpha_0},\xi,t\right)a\left(\frac{m\pi}{k\alpha_0},\xi,t\right)\right\rangle_t d\xi \tag{6-352}$$

以 A_{nm} 为元素的矩阵 **A** 称为强度矩阵。利用抽样内插函数 $u_n(k\alpha_0x)$ 的正交性可得

$$A_{nm}=\left(\frac{k\alpha_0}{\pi}\right)^2\iint J(x_1,x_2)u_n(k\alpha_0x_1)u_m^*(k\alpha_0x_2)dx_1dx_2 \tag{6-353}$$

(6-351) 和 (6-353) 指出，用互强度和强度矩阵表示光波场的性质是完全等价的，并且不难看出，互强度和强度矩阵都是厄米的，即

$$J^*(x_1,x_2)=J(x_2,x_1),\qquad A^*_{nm}=A_{mn} \tag{6-354}$$

由 (6-352) 可得

$$A_{nm}=J\left(\frac{n\pi}{k\alpha_0},\ \frac{m\pi}{k\alpha_0}\right),\qquad A_{nn}=\left(\frac{n\pi}{k\alpha_0},\ \frac{n\pi}{k\alpha_0}\right)=I_n \tag{6-355}$$

(6-355) 指出，强度矩阵的对角元 A_{nn} 等于光场中第 n 个抽样点处的强度。强度矩阵 **A** 包含着光场结构的全部信息，包括位相信息，从而相干性信息。由(6-351) 和抽样内插 sin c-函数的正交性可得光场的总强度为

$$I_0=\int J(x,x)\,dx=\frac{\pi}{k\alpha_0}\mathrm{Tr}(\mathbf{A}) \tag{6-356}$$

其中 Tr(**A**) 表示矩阵 **A** 的迹，以及

$$\iint|J(x_1,x_2)|^2dx_1\,dx_2=\left(\frac{\pi}{k\alpha_0}\right)^2\mathrm{Tr}(\mathbf{A}^2) \tag{6-357}$$

$$\iint J(x_1,x_2)dx_1dx_2=\left(\frac{\pi}{k\alpha_0}\right)^2\sum_{n,m}A_{nm} \tag{6-358}$$

也可以在空间频率域或傅里叶变换平面上引入互强度的概念。设位于 ξ 处的点源在 x 处产生的场振幅为 $a(x,\xi,t)$ ，其傅里叶变换为 $F(\nu,\xi,t)$。由于 $(-k\alpha_0/2\pi)<\nu<(k\alpha_0/2\pi)$，故 $F(\nu,\xi,t)$ 可展成关于 ν 的傅里叶级数

$$F(\nu,\xi,t)=\sum_n c_n e^{-i2\pi n\frac{\nu}{2\nu_0}} \tag{6-359}$$

$$c_n=\frac{1}{2\nu_0}\int_{-\nu_0}^{\nu_0}F(\nu,\xi,t)e^{i2\pi n\frac{\nu}{2\nu_0}}d\nu \tag{6-360}$$

其中 $\nu_0=k\alpha_0/2\pi$。另一方面，$F(\nu,\xi,t)$ 的逆傅里叶变换为

$$a(x,\xi,t)=\int_{-\nu_0}^{\nu_0}F(\nu,\xi,t)e^{i2\pi\nu x}\,d\nu \tag{6-361}$$

比较 (6-360) 与 (6-361) 得

$$c_n=\frac{1}{2\nu_0}a\left(\frac{n}{2\nu_0},\ \xi,t\right)=\frac{\pi}{k\alpha_0}a\left(\frac{n\pi}{k\alpha_0},\ \xi,t\right) \tag{6-362}$$

将 (6-362) 代入 (6-359) 得

$$F(\nu,\xi,t)=\sum_n\frac{\pi}{k\alpha_0}a\left(\frac{n\pi}{k\alpha_0},\ \xi,t\right)e^{-i\frac{\pi n\nu}{\nu_0}} \tag{6-363}$$

互强度为

$$M(\nu_1,\nu_2)=\sum_{n,m}\left(\frac{\pi}{k\alpha_0}\right)^2 e^{i\frac{n\pi\lambda\nu_1}{\alpha_0}}e^{-i\frac{m\pi\lambda\nu_2}{\alpha_0}}\int\left\langle a^*\left(\frac{n\pi}{k\alpha_0},\xi,t\right)a\left(\frac{m\pi}{k\alpha_0},\xi,t\right)\right\rangle_t d\xi$$

$$=\sum_{n,m}\left(\frac{\pi}{k\alpha_0}\right)^2 A_{nm}e^{i\frac{n\pi\lambda\nu_1}{\alpha_0}}e^{-i\frac{m\pi\lambda\nu_2}{\alpha_0}} \qquad (6\text{-}364)$$

其中

$$A_{nm}=\int_S\left\langle a^*\left(\frac{n\pi}{k\alpha_0},\xi,t\right)a\left(\frac{m\pi}{k\alpha_0},\xi,t\right)\right\rangle_t d\xi \qquad (6\text{-}365)$$

（6-365）与（6-352）全同，这说明，在空域到频域的变换下，强度矩阵不变。利用复指数函数的正交性，由（6-364）可得

$$A_{nm}=\left(\frac{k\alpha_0}{\pi}\right)^2\iint_{-\frac{k\alpha_0}{2\pi}}^{\frac{k\alpha_0}{2\pi}}M(\nu_1,\nu_2)e^{-i\frac{n\pi\lambda\nu_1}{\alpha_0}}e^{i\frac{m\pi\lambda\nu_2}{\alpha_0}}d\nu_1 d\nu_2 \qquad (6\text{-}366)$$

此外，如果波场的空域有限，则还可以用以强度矩阵元为系数的傅里叶级数表示强度。

由互强度的表达式（6-351）得光场中的强度分布为

$$J(x,x)=\sum_{n,m}A_{nm}u_n^*(k\alpha_0 x)u_m(k\alpha_0 x) \qquad (6\text{-}367)$$

强度矩阵 **A** 是半正定厄米矩阵，因此它表示物理可观测量。强度矩阵比强度分布能够更精确地描写一个给定光波场，因为前者包含波场振幅间的相对位相信息，而后者则没有。

三、强度矩阵的对角化

互强度表达式（6-351）是一个半正定厄米二次形，它可以写成下述标积形式

$$J(x_1,x_2)=\sum_{n,m}A_{nm}u_n^*(k\alpha_0x_1)u_m(k\alpha_0x_2)$$

$$=[u_1(k\alpha_0x_1),\ u_1(k\alpha_0x_1),\cdots u_n(k\alpha_0x_1),\ \cdots]^*\begin{pmatrix}A_{11} & A_{12} & \cdots & A_{1n}\\ A_{21} & A_{22} & \cdots & A_{2n}\\ \cdots\cdots & & & \\ A_{n1} & A_{n2} & \cdots & A_{nn}\\ \cdots\cdots & & & \end{pmatrix}$$

$$\times\begin{pmatrix}u_1(k\alpha_0x_2)\\ u_2(k\alpha_0x_2)\\ \vdots\\ u_n(k\alpha_0x_2)\\ \vdots\end{pmatrix}=\langle\phi(x_1),\mathbf{A}\phi(x_2)\rangle \qquad (6\text{-}368)$$

其中，向量 $\phi(x)$ 的分量是抽样内插函数 $u_n(k\alpha_0x)$。用一个么正变换 **U** 可将（6-368）写成正则形式

$$\mathbf{J}(x_1,x_2)=\sum_{n=-\infty}^{\infty}\lambda_n\psi_n(x_1)\psi_n^*(x_2) \qquad (6\text{-}369)$$

其中 λ_n 是强度矩阵 **A** 的第 n 个本征值，而 U_{mn} 是 **A** 的第 n 个本征向量 $\phi^{(n)}$ 的第 m 个分量，即

$$\mathbf{A}\,\phi^{(n)}=\lambda_n\phi^{(n)} \tag{6-370}$$

且有

$$\psi_n(x)=\sum_{m=-\infty}^{\infty}U_{mn}{}^{*}U_m(k\,\alpha_0 x)=\langle\phi^{(n)},\phi(x)\rangle \tag{6-371}$$

矩阵 $U=[U_{mn}]=[\phi^{(1)},\phi^{(2)},\cdots\phi^{(n)}\cdots]$满足下述么正条件

$$\mathbf{U}^{+}\mathbf{U}=\mathbf{U}\mathbf{U}^{+}=\mathbf{E} \tag{6-372}$$

或写成

$$\sum_{l=-\infty}^{\infty}U^{*}{}_{lm}U_{ln}=\sum_{l=-\infty}^{\infty}U_{nl}U^{*}{}_{nl}=\delta_{mn} \tag{6-373}$$

由于强度矩阵 **A** 是半正定厄米矩阵，所以其本征值 λ_n 都是非负实数，且相应于不同本征值的本征向量正交，即

$$\langle\phi^{(n)},\phi^{(m)}\rangle=\delta_{nm} \tag{6-374}$$

由（6-371）可得

$$\phi(x)=\sum_{n=-\infty}^{\infty}\Psi_n(x)\phi^{(n)} \tag{6-375}$$

在上述么正变换下，强度矩阵 **A** 可表为

$$\mathbf{A}=\mathbf{U}\Lambda\mathbf{U}^{+}$$

其中Λ 是个对角阵，其对角元为 **A** 的本征值。（6-376）可写成

$$A_{lm}=\sum_{n=-\infty}^{\infty}\lambda_n U_{ln}U_{mn}{}^{*}=\sum_{n=-\infty}^{\infty}\lambda_n P_{lm}^{(n)} \tag{6-377}$$

其中

$$P_{lm}^{(n)}=U_{ln}U_{mn}{}^{*} \tag{6-376}$$

以 $P_{lm}^{(n)}$ 为元素的矩阵 $\mathbf{P}^{(n)}$ 称为投影算符，它乘向量 $\phi(x)$就把 $\phi(x)$投影到第 n 个本征向量 $\phi^{(n)}$上，即

$$\mathbf{P}^{(n)}\phi(x)=\langle\phi(x),\phi^{(n)}\rangle=\psi_n(x)\phi^{(n)} \tag{6-378}$$

矩阵 $\mathbf{P}^{(n)}$ 是厄米的，并满足下述关系

$$\mathbf{P}^{(n)}\,\mathbf{P}^{(m)}=\mathbf{P}^{(n)}\delta_{nm} \tag{6-379}$$

$$Tr[\mathbf{P}^{(n)}]=1 \tag{6-380}$$

利用投影算符可将强度矩阵写成

$$A=\sum_{n=-\infty}^{\infty}\lambda_n\mathbf{P}^{(n)} \tag{6-381}$$

四、强度矩阵本征值和本征向量的物理意义

首先看强度矩阵只有一个非零本征值 λ_n 的情况，此时，强度和互强度分别成为

$$I(x)=\lambda_n\psi_n(x)\psi_n{}^{*}(x) \tag{6-382}$$

$$J(x_1,x_2)=\lambda_n\psi_n(x_1)\psi_n{}^{*}(x_2) \tag{6-383}$$

即，波场的振幅为$\sqrt{\lambda_n}\,\psi_n(x)$。总强度为

$$I_0^{(n)} = \lambda_n \frac{\pi}{k\alpha_0} \tag{6-384}$$

空间复相干度为

$$\gamma(x_1, x_2) = \frac{J(x_1, x_2)}{\sqrt{I(x_1)I(x_2)}} = \frac{\lambda_n \psi_n(x_1)\psi_n^*(x_2)}{\lambda_n \psi_n(x_1)\psi_n^*(x_2)} = 1 \tag{6-385}$$

由此可见，（6-369）式将部分相干情况下的互强度表示成了一些统计无关的完全空间相干波产生的互强度之和

假定强度矩阵的秩为 N，在完全相干情况下只有一个非零本征值，比如 λ_1，于是强度矩阵就完全由这个本征值和其相应的本征向量 $\phi^{(1)} = [U_{11}, U_{21}, \cdots U_{n1} \cdots]$ 描写。这 N 个复量对应有 $2N$ 个独立参数，比如振幅和位相，但由于只能确定相对位相，所以只有 $2N-1$ 个独立参数。

其次考虑只有两个非零本征值的部分相干情况。此时，每个非零本征值相应一个非零本征向量，从而给出 $2(2N-1)$ 个独立参数，但二本征向量间有一个正交关系，这相应于两个实方程，于是，表征这个波场的独立参数共有 $2(2N-1)-2=4N-4$ 个。

同样，强度矩阵有 r 个非零本征值的情况描写波场的独立参数数目为

$$r(2N-1) - 2\frac{r(r-1)}{2} = 2Nr - r \tag{6-386}$$

如果 N 个本征值都非零，则独立参数数目为 N^2。如果假定每个独立参数都携带一定量的信息，则显然，非相干波场所携带的信息量最大。

五、用强度矩阵表示相干性

用互强度表示，完全相干光场的条件为

$$\frac{|J(x_1, x_2)|}{\sqrt{J(x_1, x_1)J(x_2, x_2)}} = 1, \text{ 或 } |J(x_1, x_2)|^2 = J(x_1, x_1)J(x_2, x_2) \tag{6-387}$$

部分相干光场的条件为

$$\frac{|J(x_1, x_2)|}{\sqrt{J(x_1, x_1)J(x_2, x_2)}} < 1, \text{ 或 } |J(x_1, x_2)|^2 < J(x_1, x_1)J(x_2, x_2) \tag{6-388}$$

现在用强度矩阵来表示光场的相干性。设强度矩阵 $\mathbf{A}$ 的本征值为 λ_n，相应的投影算符为 $\mathbf{P}^{(n)}$，则有

$$\mathbf{A} = \sum_n \lambda_n \mathbf{P}^{(n)} \tag{6-389}$$

再由投影算符的正交和幂等性质（6-379）得

$$\mathbf{A}^2 = \sum_n \lambda_n^2 \mathbf{P}^{(n)} \tag{6-390}$$

这表示，$\mathbf{A}^2$ 的本征值为 λ_n^2。作矩阵 $R = \mathbf{A}\mathrm{Tr}(\mathbf{A}) - \mathbf{A}^2$，由（6-389）和（6-390）得

$$\mathbf{R} = \mathbf{A}\mathrm{Tr}(\mathbf{A}) - \mathbf{A}^2 = \sum_n \left[\lambda_n \left(\sum_k \lambda_k\right) - \lambda_n^2\right]\mathbf{P}^{(n)} \tag{6-391}$$

由此知，矩阵 $\mathbf{R}$ 的本征值为

$$\lambda_n\left(\sum_k{}' \lambda_k\right)$$

其中$\sum_k'$表示对所有$k\neq n$求和。不难看出，对完全相干情况，R 的本征值为 0，而对部分相干情况，R 的本征值非负。所以矩阵 R 是半正定的，并由（6-391）知，它的迹为

$$\mathrm{Tr}(\mathbf{R})=\left(\sum_k\lambda_k\right)^2-\sum_k\lambda_k^2 \tag{6-392}$$

对完全相干情况，（6-392）右边为 0，而对部分相干情况则大于零。在矩阵 A 的迹为常数的条件下，当$\lambda_1=\lambda_2=\cdots=\lambda_N=\frac{1}{N}\sum_k\lambda_k$时，R 的迹取最大值$(1-N^{-1})\left(\sum_k\lambda_k\right)^2$。因此，可以把量

$$h\triangleq\frac{\left(\sum_k\lambda_k\right)^2-\sum_n\lambda_n^2}{\left(\sum_k\lambda_k\right)^2} \tag{6-393}$$

$$=\frac{[\mathrm{Tr}(\mathbf{A})]^2-Tr(\mathbf{A}^2)}{[\mathrm{Tr}(\mathbf{A})]^2} \tag{6-394}$$

作为光场非相干性的量度，对完全相干情况，$h=0$；而当 A 的全部本征值都相等且总强度为常数时，h 取最大值，这相应于完全非相干情况。对部分相干情况，h 的值在 0 和 1 之间。

非相干度 h 还可用互强度表示为

$$h=\frac{\iint[J(x_1,x_1)J(x_2,x_2)-|J(x_1,x_2)|^2]dx_1dx_2}{\left[\int J(x,x)dx\right]^2} \tag{6-395}$$

六、传输矩阵

考虑光波通过光学系统的传播。如图 6-5 所示。设 A_1 平面上 ξ 点处一单位振幅光波经系统后在 A_2 平面上 x 点处产生的波振幅为$k(\xi,x)$，则 $k(\xi,x)$称为系统的传输函数，也即脉冲响应函数。如果系统入瞳和出瞳的数值孔径分别为α和β，则与变数ξ和x相应的空间频率分别被限制在$[-k\alpha/2\pi,\ k\alpha/2\pi]$和$[-k\beta/2\pi,k\beta/2\pi]$内。

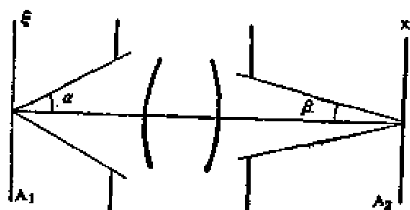


图 6-5 光波通过光学系统的传输

将传输函数抽样展开得

$$k(\xi,x)=\sum_{n,m}k_{mn}u_m(k\alpha\xi)u_n(k\beta x) \tag{6-396}$$

其中

$$k_{mn}=\frac{k^2\alpha\beta}{\pi^2}\iint_{A_1\,A_2}k(\xi,x)u_m(k\alpha\xi)u_n(k\beta x)d\xi\,dx$$

$$=k\left(\frac{m\pi}{k\alpha},\ \frac{n\pi}{k\beta}\right) \tag{6-397}$$

矩阵 $\mathbf{K}=[k_{mn}]$称为系统的传输矩阵。

设 A_1 平面上的场振幅分布为 $a_1(\xi)$，它在 A_2 平面上造成的振幅分布为 $b_1(x)$，则按定

义，有

$$b_1(x)=\int_{A_1} a_1(\xi)k(\xi,x)d\xi \qquad (6\text{-}398)$$

同样，如果 A_2 平面上的振幅分布为 $b_2(x)$，它在 A_1 平面上产生的振幅分布为 $a_2(\xi)$，则由光学互易定理得

$$a_2(\xi)=\int_{A_2} k(\xi,x)b_2(x)dx \qquad (6\text{-}399)$$

将（6-398）和（6-399）中的有关函数都作抽样展开，得到

$$b_1\left(\frac{n\pi}{k\beta}\right)=\frac{\pi}{k\alpha}\sum_m a_1\left(\frac{m\pi}{k\alpha}\right)k_{mn} \qquad (6\text{-}400)$$

$$a_2\left(\frac{m\pi}{k\alpha}\right)=\frac{\pi}{k\beta}\sum_n k_{mn}b_2\left(\frac{n\pi}{k\beta}\right) \qquad (6\text{-}401)$$

或写成

$$\mathbf{b}_1=\frac{\pi}{k\alpha}\mathbf{K}'\mathbf{a}_1 \qquad (6\text{-}402)$$

$$\mathbf{a}_2=\frac{\pi}{k\beta}\mathbf{K}\mathbf{b}_2 \qquad (6\text{-}403)$$

其中 $\mathbf{a}_1,\mathbf{a}_2,\mathbf{b}_1,\mathbf{b}_2$ 分别为以$a_1(n\pi/k\alpha)$，$a_2(n\pi/k\alpha)$，$b_1(n\pi/k\beta)$，$b_2(n\pi/k\beta)$为分量的向量，$\mathbf{K}$ 为以上定义的传输矩阵。可以证明，级联光学系统的传输矩阵等于各部分系统传输矩阵之积。

A_2 平面上的强度矩阵元为

$$A_{nm}^{(2)}=\int b_1^*\left(\frac{n\pi}{k\beta},\xi\right)b_1\left(\frac{m\pi}{k\beta},\xi\right)d\xi \qquad (6\text{-}404)$$

利用（6-400）得到

$$A_{nm}^{(2)}=\left(\frac{\pi}{k\alpha}\right)^2\sum_{i,j}K_{in}^*A_{ij}^{(1)}K_{jm} \qquad (6\text{-}405)$$

或写成

$$\mathbf{A}^{(2)}=\left(\frac{\pi}{k\alpha}\right)^2\mathbf{K}^+\mathbf{A}^{(1)}\mathbf{K} \qquad (6\text{-}406)$$

其中

$$A_{ij}^{(1)}=\int a_1^*\left(\frac{i\pi}{k\alpha},\xi\right)a_1\left(\frac{j\pi}{k\alpha},\xi\right)d\xi \qquad (6\text{-}407)$$

利用（6-401）可得从 A_2 平面到 A_1 平面反传输的结果

$$\mathbf{A}_r^{(1)}=\left(\frac{\pi}{k\beta}\right)^2\mathbf{K}_r^+\mathbf{A}^{(2)}\mathbf{K}_r \qquad (6\text{-}408)$$

其中 $\mathbf{A}_r^{(1)}$ 是 A_1 平面上的强度矩阵。逆向传输矩阵是正向传输矩阵的转置〔见（6-402）和（6-403）〕。

$$\mathbf{K}_r=\mathbf{K}' \qquad (6\text{-}409)$$

七、二维光场的抽样展开与强度矩阵

（一）二维光场的抽样展开

考虑一矩形平面出瞳，长为 A_ξ，宽为 A_η。象面的坐标为 x,y。出瞳对象面所张的孔径角为 α 和 β，则出瞳面上的场分布 $F(\xi,\eta)$ 可展成傅里叶级数

$$F(\xi,\eta)=\sum_{n,m}a_{n,m}\,e^{-j\pi\left(\frac{n\xi}{A_\xi}+\frac{m\eta}{A_\eta}\right)} \tag{6-410}$$

$$a_{n,m}=\frac{1}{4A_\xi A\eta}\int_{-A_\xi}^{A_\xi}\int_{-A_\eta}^{A_\eta}F(\xi,\eta)\,e^{j\pi\left(\frac{n\xi}{A_\xi}+\frac{m\eta}{A_\eta}\right)}d\xi\,d\eta \tag{6-411}$$

$F(\xi,\eta)$ 的二维傅里叶逆变换为

$$f(x,y)=\int_{-A_\xi}^{A_\xi}\int_{-A_\eta}^{A_\eta}F(\xi,\eta)\,e^{j2\pi(x\xi+y\eta)}d\xi\,d\eta \tag{6-412}$$

比较（6-411）和（6-412）得

$$a_{n,m}=\frac{1}{4A_\xi A_\eta}f\left(\frac{n}{2A_\xi},\frac{m}{2A_\eta}\right) \tag{6-413}$$

代入（6-410）得

$$F(\xi,\eta)=\sum_{n,m}\frac{1}{4A_\xi A_\eta}f\left(\frac{n}{2A_\xi},\frac{m}{2A_\eta}\right)e^{-j\pi\left(\frac{n\xi}{A_\xi}+\frac{m\eta}{A_\eta}\right)} \tag{6-414}$$

对（6-414）式两边作傅里叶变换得到

$$\begin{aligned}f(x,y)&=\sum_{n,m}f\left(\frac{n}{2A_\xi},\frac{m}{2A_\xi}\right)\frac{\sin 2\pi A_\xi\left(x-\frac{n}{2A_\xi}\right)}{2\pi A_\xi\left(x-\frac{n}{2A_\xi}\right)}\frac{\sin 2\pi A_\eta\left(y-\frac{m}{2A_\eta}\right)}{2\pi A_\eta\left(y-\frac{m}{2A_\eta}\right)}\\&=\sum_{n,m}f\left(\frac{n}{2A_\xi},\frac{m}{2A_\eta}\right)u_n(2\pi A_\xi x)u_m(2\pi A_\eta y)\\&=\sum_{n,m}f\left(\frac{n\pi}{k\alpha},\frac{m\pi}{k\beta}\right)u_n(k\alpha x)u_m(k\beta y)\end{aligned} \tag{6-415}$$

（6-415）表示二维象面上场分布的抽样展开。象面上的抽样面积，也即最小可分辨面元为

$$\Delta S_{\min}=\Delta x\cdot\Delta y=\frac{1}{2A_\xi}\cdot\frac{1}{2A_\eta}=\frac{\lambda}{2\alpha}\cdot\frac{\lambda}{2\beta}=\frac{\lambda^2}{\Omega} \tag{6-416}$$

Ω 为出瞳对象面所张的立体角。象面上抽样点的总数为

$$N=N_xN_y=\left(1+\frac{2A_x}{\Delta x}\right)\left(1+\frac{2A_y}{\Delta y}\right)=\left(1+\frac{2A_x}{\lambda/2\alpha}\right)\left(1+\frac{2A_y}{\lambda/2\beta}\right) \tag{6-417}$$

如果 N 很大，则上式近似为

$$N=N_xN_y=\frac{2A_x}{\lambda/2\alpha}\cdot\frac{2A_y}{\lambda/2\beta}=\frac{S\Omega}{\lambda^2} \tag{6-418}$$

其中 $S=4A_xA_y$ 为象场的总面积

值得注意的是，利用抽样展开或傅里叶级数展开，仅对矩形区域，其展开系数才是独立

的。一般情况下，要展开系数间彼此独立，对不同形状的区域须采用不同的基底函数。比如对光学中常遇到的圆形出瞳情况，如果出瞳面上的场 $F(\zeta,\theta)$ 被限制在半径为 ζ_0 的圆内，则可用傅里叶—贝塞尔展开

$$F(\zeta,\theta)=\sum_{n,s=-\infty}F_{ns}\,e^{in\theta}J_n\left(\frac{\lambda_{ns}\zeta}{\zeta_0}\right) \tag{6-419}$$

其中 $J_n(x)$ 为第一类第 n 阶贝塞尔函数、λ_{ns} 为 $J_n(x)$ 的第 s 个零点。系数

$$F_{ns}=\frac{2}{[\zeta_0 J_n'(\lambda_{ns})]^2}\frac{1}{2\pi}\int_0^{2\pi}\int_0^{\zeta_0}F(\zeta,\theta)e^{-in\theta}J_n\left(\frac{\lambda_{ns}\zeta}{\zeta_0}\right)\zeta\,d\zeta\,d\theta \tag{6-420}$$

对（6-420）两边作傅里叶变换，得到象面上的场振幅为

$$f(\rho,\varphi)=\sum_{n,m}f_n\left(\frac{\lambda_{ns}}{k\zeta_0}\right)e^{in\varphi}C_{ns}(k\zeta_0\rho) \tag{6-421}$$

其中

$$C_{ns}(k\zeta_0\rho)=\frac{2\lambda_{ns}}{J_n'(\lambda_{ns})}\frac{J_n(k\zeta_0\rho)}{(k\zeta_0\rho)^2-\lambda_{ns}^2} \tag{6-422}$$

抽样系数

$$f_n\left(\frac{\lambda_{ns}}{k\zeta_0}\right)=\frac{1}{2\pi}\int_0^{2\pi}f\left(\frac{\lambda_{ns}}{k\zeta_0},\varphi\right)e^{-in\varphi}d\varphi \tag{6-423}$$

方程（6-421），（6-422），（6-423）表示对圆形区域的抽样定理。其中，抽样内插函数（6-422）满足下述正交性条件

$$\int_0^{\infty}c_{ns}(k\zeta_0\rho)c_{nt}(k\zeta_0\rho)d\rho=\frac{2}{[k\zeta_0J_n^2(\lambda_{ns})]^2}\delta_{st} \tag{6-424}$$

函数 $C_{ns}(k\zeta_0\rho)$ 在第 s 个抽样环上为 1，在其他抽样环上为 0。抽样系数 f_n 与傅里叶—贝塞尔系数之间的关系为

$$F_{ns}=2\pi\frac{2}{[k\zeta_0J_n'(\lambda_{ns})]^2}f_n\left(\frac{\lambda_{ns}}{k\zeta_0}\right) \tag{6-425}$$

（二）二维光场的强度矩阵　光场的信息自由度

二维场分布的强度矩阵可如下引入。设 $\Psi_{ms}(\rho)$ 为该二维区域展开的基底函数。因为 ρ_1 和 ρ_2 两点的互强度 $J(\rho_1,\rho_2)$ 是该二点场振幅乘积的时间平均，所以互强度可表为以 ρ_1 和 ρ_2 为变数的上述基底函数的半正定厄米型，即

$$J(\rho_1,\rho_2)=\sum_{m,s}\sum_{n,t}A_{ntms}\Psi_{ms}(\rho)\Psi_{nt}^*(\rho_2) \tag{6-426}$$

其中强度矩阵 **A** 的矩阵元为

$$A_{ntms}=\iint J(\rho_1,\rho_2)\Psi_{ns}^*(\rho_1)\Psi_{nt}(\rho_2)d\rho_1d\rho_2 \tag{6-427}$$

用信息论的概念来分析表征一个场所需独立参数的数目必然导致对问题的矩阵表述，并得出下述一般结论：

①实验上只有对相干光才能完全确定它的振幅和位相；

②完全描述一个光场所需独立参数的数目，对相干光为 N_{xy}，而对非相干光则为 N^2_{xy}。

其中

$$N_{xy}=N_xN_y=\left(1+\frac{2A_x}{\lambda/2\alpha}\right)\left(1+\frac{2A_y}{\lambda/2\beta}\right) \tag{6-428}$$

③对一维光场，最大抽样间隔为

$$\Delta x=\frac{\pi}{k\alpha}=\frac{\lambda}{2\alpha}$$

对二维矩形域中的光场，最大抽样面积则为

$$\Delta S=\frac{\lambda^2}{\Omega}=\frac{\lambda^2}{4\alpha\beta} \tag{6-429}$$

以上结论不曾考虑光场的时间频宽，所以只适用于平稳准单色光场的情况。如果光场的时间频宽 $\Delta\nu$ 不能忽略，就必须用 N_{xy} 个时间函数来描述它。这种光场的时间自由度数为

$$N_t=2(1+T\Delta\nu) \tag{6-430}$$

其中 T 为光场延续的时间或观测时间。对单色光，$\Delta\nu=0$，$N_t=2$，即只要两个独立参数，比如振幅和位相，即可完全表征。

如果再计及光波的两个独立偏振态，则一个空间相干光场的总信息自由度数为

$$N_0=2N_{xy}\cdot N_t \tag{6-431}$$

关于光波通过光学系统后，其信息自由度的变化情况，有下述定理：

通过光学系统，光波场的总信息自由度数不变。在总自由度数不变的情况下，可以改变其空间、时间和偏振自由度数。由此可得出下述结论

①可以用减少其时间自由度数来增加空间自由度从而提高空间分辨率；

②可由减小物场的大小来提高物场的分辨率；

③可以只用时间自由度来获得空间分辨率；

④可用降低 y 方向的分辨率来提高 x 方向的分辨率，反之亦然；

⑤可以只用一个偏振态来传递信息，从而使分辨率加倍。

第六节 光学成象系统的频谱分析[1][3]

一、光衍射的线性系统描述

（一）傅里叶变换与平面波谱、自由空间传播的传递函数

设光波沿 z 轴传播。考虑 $z=z_i$ 平面上任一物理波场 $v_i(x,y)$，其傅里叶变换为

$$V_i(\xi,\eta)=\mathscr{F}\{v_i(x,y)\}=\int_{-\infty}^{\infty}v_i(x,y)e^{-j2\pi(\xi x+\eta y)}dxdy \tag{6-432}$$

逆变换为

$$v_i(x,y)=\int_{-\infty}^{\infty}V_i(\xi,\eta)e^{j2\pi(\xi x+\eta y)}\,d\xi d\eta \tag{6-433}$$

另一方面，一个以方向余弦为（γ_x，γ_y，γ_z）传播的平面波，可表为

$$Ae^{ik(\gamma_x x+\gamma_y y+\gamma_z z)} \tag{6-434}$$

其中

$$\gamma_z=\sqrt{1-\gamma_x^2-\gamma_y^2} \tag{6-435}$$

如果就一个固定 $z=z_i$ 平面上的波场而言，(6-434) 式可写成

$$Ae^{jk(\gamma_x x+\gamma_y y)}\,e^{jkz_i\sqrt{1-\gamma_x^2-\gamma_y^2}} \tag{6-436}$$

当此平面波沿 z 方向从 $z=z_i$ 平面传播到 $z=z_l$ 平面时，其表达式变成

$$Ae^{jk(\gamma_x x+\gamma_y y)}\,e^{jkz_l\sqrt{1-\gamma_x^2-\gamma_y^2}} \tag{6-437}$$

可见，平面波在自由空间传播时保持为平面波，只有一个总体位相变化。适当选取初位相可使上述平面波在 $z=z_i$ 平面上的表达式成为

$$Ae^{jk(\gamma_x x+\gamma_y y)}=Ae^{j2\pi\left(\frac{\gamma_x x}{\lambda}+\frac{\gamma_y y}{\lambda}\right)} \tag{6-438}$$

由此可见，(6-433) 中傅里叶变换的核就表示一个沿方向余弦 $(\lambda\xi,\ \lambda\eta,\ \sqrt{1-\lambda^2(\xi^2+\eta^2)})$ 传播的单位振幅平面波。而 (6-433) 则将一个任意波场表示成了这种平面波的线性组合，每个平面波的权重因子为 $v_i(x,y)$ 的傅里叶变换在相应空间频率 $\xi=\gamma_x/\lambda$, $\eta=\gamma_y/\lambda$ 处的值 $V_i(\xi,\eta)$，并称其为 $v_i(x,y)$ 的平面波谱。每个平面波沿不同方向 (γ_x,γ_y) 传播，于是在另一个 $z_l>z_i$ 的平面上，它们仍保持为平面波，但位相改变了 Δ：

$$\Delta=k\gamma_z(z_l-z_i)=k(z_l-z_i)\sqrt{1-\lambda^2(\xi^2+\eta^2)} \tag{6-439}$$

由于在传播中各平面波分量所经受的位相改变不同，所以在 $z=z_l$ 平面上将它们迭加起来所得总场

$$v_l(x,y)=\iint_{-\infty}^{\infty}V_l(\xi,\eta)e^{j2\pi(\xi x+\eta y)}d\xi d\eta \tag{6-440}$$

一般说来，与 $v_i(x,y)$ 将具有不同的形式，因此，二者的平面波谱也不同。但由上述平面波在自由空间传播的规律知，V_l 与 V_i 的差别仅在于位相不同，且有

$$V_l(\xi,\eta)=V_i(\xi,\eta)e^{jk(z_l-z_i)\sqrt{1-\lambda^2(\xi^2+\eta^2)}} \tag{6-441}$$

由此可见，量

$$\frac{V_l(\xi,\eta)}{V_i(\xi,\eta)}=e^{jk(z_l-z_i)\sqrt{1-\lambda^2(\xi^2+\eta^2)}} \tag{6-442}$$

就是波场在自由空间从 z_i 传播到 z_l 的传递函数。

（二）衍射问题的线性系统描述

光波衍射的惠末菲公式可写成

$$v(\mathbf{r}_2)=\frac{1}{j\lambda}\iint_{\Sigma}v(\mathbf{r}_1)\frac{e^{jkr_{12}}}{r_{12}}\cos(\mathbf{n},\mathbf{r}_{12})d\mathbf{r}_1 \tag{6-443}$$

其中 $r_{12}=|\mathbf{r}_1-\mathbf{r}_2|$。考虑一任意波场从 z_1 平面向 z_2 平面的传播，上式可写成

$$v_2(x,y)=\iint_{-\infty}^{\infty}v_1(\alpha,\beta)\left(\frac{z_{12}}{j\lambda r_{12}^2}\right)e^{jkr_{12}}\,d\alpha d\beta$$

$$=\iint_{-\infty}^{\infty}v_1(\alpha,\beta)\frac{e^{jkz_{12}\left[1+\left(\frac{x-\alpha}{z_{12}}\right)^2+\left(\frac{y-\beta}{z_{12}}\right)^2\right]^{\frac{1}{2}}}}{j\lambda z_{12}\left[1+\left(\frac{x-\alpha}{z_{12}}\right)^2+\left(\frac{y-\beta}{z_{12}}\right)^2\right]}d\alpha d\beta$$

$$= v_1(x,y) * \frac{e^{jkz_{12}\left[1+\left(\frac{x}{z_{12}}\right)^2+\left(\frac{y}{z_{12}}\right)^2\right]^{\frac{1}{2}}}}{j\lambda z_{12}\left[1+\left(\frac{x}{z_{12}}\right)^2+\left(\frac{y}{z_{12}}\right)^2\right]} \quad (6-444)$$

（6-444）表示，如果将衍射过程看作一个 LSI 系统，则 v_1 (x,y) 为输入，v_2 (x,y) 为输出，系统的脉冲响应为

$$h_{12}(x,y) = \frac{e^{jkz_{12}\left[1+\left(\frac{x}{z_{12}}\right)^2+\left(\frac{y}{z_{12}}\right)^2\right]^{\frac{1}{2}}}}{j\lambda z_{12}\left[1+\left(\frac{x}{z_{12}}\right)^2+\left(\frac{y}{z_{12}}\right)^2\right]} \quad (6-445)$$

与其相应的传递函数则如（6-442）所示，即

$$H_{12}(\xi,\eta) = e^{jkz_{12}[1-\lambda^2(\xi^2-\eta^2)]^{\frac{1}{2}}} \quad (6-446)$$

输入输出关系表为

$$\left.\begin{aligned} v_2(x,y) &= v_1(x,y) * h_{12}(x,y) \\ V_2(\xi,\eta) &= V_1(\xi,\eta)H_{12}(\xi,\eta) \end{aligned}\right\} \quad (6-447)$$

其中 $V_1=\mathscr{F}\{v_1\}$，$V_2=\mathscr{F}\{v_2\}$，分别为输入和输出谱。

（三）菲涅耳衍射

上述索末菲衍射公式及其 LSI 系统解释虽然物理上很好理解，但实际计算往往很困难。为得到进一步的结果就必须作某些近似。这些近似往往是把输入与输出信号都限制在 Z 轴附近一个小范围内。

设输入信号在输入平面上所占区域的最大线度为 L_1，观察区域的最大线度为 L_2，则当

$$|z_{12}| \gg L_1+L_2 \text{和} |z_{12}|^3 \gg \frac{\pi(L_1+L_2)^4}{4\lambda} \quad (6-448)$$

时，可将索末菲衍射公式（6-444）中的 r_{12} 作二项式展开，分母上只取零次项，相位上取到一次项得

$$v_2(x,y) = \frac{e^{jkz_{12}}}{j\lambda z_{12}} \iint_{-\infty}^{\infty} v_1(\alpha,\beta) e^{\frac{j\pi}{\lambda z_{12}}[(x-\alpha)^2+(y-\beta)^2]} d\alpha d\beta$$

$$= B_{12} v_1(x,y) * e^{\frac{j\pi}{\lambda z_{12}}(x^2+y^2)} \quad (6-449)$$

其中 $B_{12}=e^{jkz_{12}}/j\lambda z_{12}$。（6-449）称为菲涅耳衍射公式。从（6-444）到（6-449）的近似称为菲涅耳近似，（6-448）称为菲涅耳条件。

$$h_{12}(x,y) = \frac{e^{jkz_{12}}}{j\lambda z_{12}} e^{\frac{j\pi}{\lambda z_{12}}(x^2+y^2)} \quad (6-450)$$

称为菲涅耳脉冲响应，其傅里叶变换

$$H_{12}(\xi,\eta) = \mathscr{F}\{h_{12}(x,y)\} = e^{jkz_{12}} e^{-j\pi\lambda z_{12}(\xi^2+\eta^2)} \quad (6-451)$$

称为菲涅耳传递函数。输入输出关系可写成

$$v_2(x,y) = v_1(x,y) * h_{12}(x,y) = v_1(x,y) * B_{12} e^{\frac{j\pi}{\lambda z_{12}}(x^2+y^2)}$$

$$= v_1(x,y) * B_{12}q\left(x,y;\ \frac{1}{\lambda z_{12}}\right) \qquad (6\text{-}452)$$

$$V_2(\xi,\eta) = V_1(\xi,\eta)H_{12}(\xi,\eta) = V_1(\xi,\eta)e^{jkz_{12}}e^{-j\pi\lambda z_{12}(\xi^2+\eta^2)}$$
$$= V_1(\xi,\eta)e^{jkz_{12}}q^*(\xi,\eta;\ \lambda z_{12}) \qquad (6\text{-}453)$$

其中

$$q(x,\ y;\ a) \triangleq e^{j\pi a(x^2+y^2)} \qquad (6\text{-}454)$$

是菲涅耳变换的核函数，容易证明它的下述运算性质：

$$\begin{cases} (1)\ q(\pm x,\pm y;a) = q(x,y;a); \\ (2)q(x,y;a_1)q(x,y;a_2) = q(x,y;a_1+a_2); \\ (3)q(x,y;-a) = q^*(x,y;a); \\ (4)q(x,y;a_1)q^*(x,y;a_2) = q(x,y;a_1-a_2); \\ (5)q(bx,by;a) = q(x,y;b^2a); \\ (6)q(x,y,o) = 1; \\ (7)q(x,y;a_1) * q(x,y;a_2) = \dfrac{j}{a_1+a_2}q\left(x,y;\dfrac{a_1a_2}{a_1+a_2}\right); \\ (8)q(x,y;a) * q^*(x,y;a) = \dfrac{1}{a_2}\ \delta(x,y); \\ (9)\mathscr{F}\{q(x,y;a)\} = Q(\xi,\eta;a) = \dfrac{j}{a}q\left(\xi,\eta;\dfrac{1}{a}\right); \\ (10)\text{对任意函数 } S(x,y)\text{，有} \end{cases} \qquad (6\text{-}455)$$

$$S(x,y) * q(x,y;a) = q(x,y;a)\mathscr{F}\{q(x,y;a)s(x,y)\}_{\xi=ax,\eta=ay}$$
$$= jaq(x,y;a)\ [S(ax,ay) * q^*(x,y;a)]$$

对于径向对称的情况，输入输出关系可写成

$$v_2(\rho) = v_1(\rho) * h_{12}(\rho) = v_1(\rho) * B_{12}q\left(\rho;\frac{1}{\lambda z_{12}}\right)$$
$$= B_{12}q\left(\rho;\ \frac{1}{\lambda z_{12}}\right)\mathscr{H}_0\left\{v_1(\rho)q\left(\rho;\ \frac{1}{\lambda z_{12}}\right)\right\}\zeta = \frac{\rho}{\lambda z_{12}} \qquad (6\text{-}456)$$

$$V_2(\zeta) = V_1(\zeta)H_{12}(\zeta) = V_1(\zeta)e^{jkz_{12}}\ q^*(\zeta;\lambda z_{12}) \qquad (6\text{-}457)$$

其中，$\rho = \sqrt{x^2+y^2}$，$\zeta = \sqrt{\xi^2+\eta^2}$，$\mathscr{H}_0\{\ \}$表零阶汉克尔变换，而

$$q(\rho;a) \triangleq e^{j\pi a\rho^2} \qquad (6\text{-}458)$$

为径向对称菲涅耳变换的核函数，它也具有（6-455）中的全部性质。

（四）夫琅和费衍射

在（6-452）中将菲涅耳核展成幂级数，可将菲涅耳衍射写成级数形式，

$$v_2(x,y) = v_1(x,y) * B_{12}q\left(x,y;\ \frac{1}{\lambda z_{12}}\right) = B_{12}q\left(x,y;\ \frac{1}{\lambda z_{12}}\right)\mathscr{F}\left\{v_1(x,y)q(x,\ y;\ \frac{1}{\lambda z_{12}})\right\}_{\xi,\eta}$$

其中 $\xi = x/\lambda z_{12}$，$\eta = y/\lambda z_{12}$。为书写简洁，令 $\boldsymbol{\rho} = (x,y)$，$\boldsymbol{\zeta} = (\xi,\eta)$，$\rho = |\boldsymbol{\rho}|$，$\zeta = |\boldsymbol{\zeta}|$。将上式中的 q－函数展成幂级数，得

$$v_2(\boldsymbol{\rho}) = B_{12}q\left(\rho;\frac{1}{\lambda z_{12}}\right)\mathscr{F}\left\{\left[1+\frac{j\pi}{\lambda z_{12}}\rho^2+\frac{1}{2!}\left(\frac{j\pi}{\lambda z_{12}}\right)^2\rho^4+\cdots\right]v_1(\boldsymbol{\rho})\right\}_{\boldsymbol{\zeta}=\boldsymbol{\rho}/\lambda z_{12}}$$
$$= B_{12}q\left(\rho;\ \frac{1}{\lambda z_{12}}\right)\left\{1-\frac{j\lambda z_{12}}{4\pi}\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2}+\frac{\partial^2}{\partial y^2}\right)-\frac{1}{2}\left(\frac{\lambda z_{12}}{4\pi}\right)^2\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2}+\frac{\partial^2}{\partial y^2}\right)^2+\right.$$

$$+\frac{j}{6}\left(\frac{\lambda z_{12}}{4\pi}\right)^3\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2}+\frac{\partial^2}{\partial y^2}\right)^3+\cdots\Bigg\}V_1\left(\frac{\rho}{\lambda z_{12}}\right) \tag{6-459}$$

应用（6-459）式在某一具体问题中，为达到一定精度所需项数的多少，与 $v_1(\rho)$ 的范围、z_{12} 的大小，以及 $V_1(\zeta)$ 的光滑程度有关。对径向对称情况，（6-459）式可写成

$$v_2(\rho)=B_{12}q\left(\rho;\frac{1}{\lambda z_{12}}\right)\Bigg\{1-\frac{j\lambda z_{12}}{4\pi}\left(\frac{1}{\rho}\frac{d}{d\rho}\rho\frac{d}{d\rho}\right)-\frac{1}{2}\left(\frac{\lambda z_{12}}{4\pi}\right)^2\left(\frac{1}{\rho}\frac{d}{d\rho}\rho\frac{d}{d\rho}\right)^2+$$

$$+\frac{j}{6}\left(\frac{\lambda z_{12}}{4\pi}\right)^3\left(\frac{1}{\rho}\frac{d}{d\rho}\rho\frac{d}{d\rho}\right)^3\Bigg\}V_1\left(\frac{\rho}{\lambda z_{12}}\right) \tag{6-460}$$

当满足

$$|z_{12}|\gg\frac{\pi L_1^2}{\lambda} \tag{6-461}$$

时，（6-459）和（6-460）的级数展开式可仅取第一项来近似，结果为

$$v_2(\rho)=B_{12}q\left(\rho;\frac{1}{\lambda z_{12}}\right)V_1\left(\frac{\rho}{\lambda z_{12}}\right) \tag{6-462}$$

式（6-462）称为夫琅和费衍射公式。（6-461）称为夫琅和费条件或夫琅和费衍射区。（6-462）表示，在此衍射区内波场复振幅的空间分布描写输入面上复振幅分布的空间频谱，且 v_2 在点 (x,y) 的值正比于 $V_1(\xi,\eta)$ 在空间频率 $\zeta=x/\lambda z_{12}$，$\eta=y/\lambda z_{12}$ 的值。用平面波谱的语言，即，$v_2(x,y)$ 在 (x,y) 点之值正比于 $v_1(x,y)$ 中以方向余弦 $(x/z_{12}$，y/z_{12}，$[1-(x^2+y^2)/z_{12}^2]^{\frac{1}{2}})$ 传播的平面波分量的大小。这表示，在夫琅和费衍射中，衍射波已传播得足够远，从而其中的诸平面波分量已彼此分开了。该式前面的二次相位因子表示，所述这种关系仅在一个球面上满足，因为在此球面上该位相因子为常数。可见，夫琅和费衍射对输入信号的作用相当于一个空间频谱分析仪。

当 $L_2\gg L_1$ 时，$(L_1+L_2)^{4/3}\approx L_2^{4/3}$，菲涅耳条件（6-448）成为

$$|z_{12}|^3\gg\frac{\pi L_2^4}{4\lambda} \tag{6-463}$$

可用此式估计使夫琅和费衍射适用的观察区的线度

$$L_2^4\ll\frac{4\lambda|z_{12}|^3}{\pi} \tag{6-464}$$

并且，作为估计，只要相差 10 倍就可认为已满足大于大于或小于小于的条件。

夫琅和费衍射图样的强度分布为

$$I_2(\rho)=|v_2(\rho)|^2=\left(\frac{1}{\lambda z_{12}}\right)^2\left|V_1\left(\frac{\zeta}{\lambda z_{12}}\right)\right|^2=\left(\frac{1}{\lambda z_{12}}\right)^2\mathscr{F}\left\{R_{v_1}(\rho)\right\}_{\zeta=\rho/\lambda z_{12}}$$

$$=\left(\frac{1}{\lambda z_{12}}\right)^2S_{v_1}\left(\frac{\rho}{\lambda z_{12}}\right) \tag{6-465}$$

即，夫琅和费衍射图样的强度分布正比于输入信号自相关的傅里叶变换。

注意，既然夫琅和费衍射的作用类似一个空间频谱分析仪，所以它不是空间不变的。当然，从物理上来说，它仍是空间不变的，因为当输入平移 x_0 时，输出也平移 x_0；但要夫琅和费衍射成立，x_0 必须小于 L_1，因此，移动量远小于输出的线度，从而可忽略不计，认为输入平移时输出不变，即不是平移不变的。

图 6-6 所示衍射理论的另一种分类方法，即按观察距离来分。

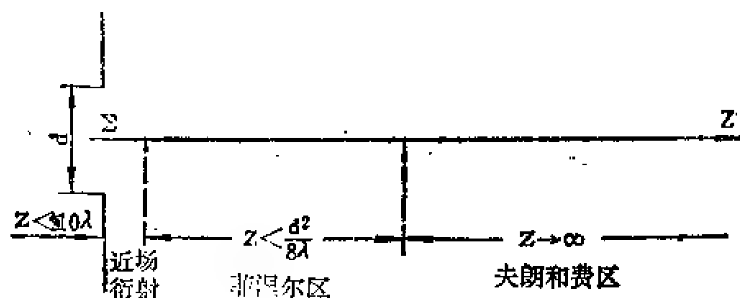


图 6-6　按观察距离区分衍射区

二、薄透镜的位相变换作用

透镜是光学成象系统和光学信息处理系统中最重要的元件。设其材料的折射率为 n。若一条光线在其前表面上以坐标(x,y)入射，而在其后表面上以同样的坐标(x,y)出射，也即，如果光线在透镜内的平移可以忽略，则称其为薄透镜。以球面薄透镜为例，如果它能够将一个入射球面波变换成一个出射球面波，则称其为理想薄透镜。透镜对波面的变换作用是由它的折射率 n 和厚度函数 $\Delta(x,y)$决定的。设透镜轴沿 z 轴，且沿 z 轴方向的最大厚度为Δ_0，在坐标为(x,y)处的厚度为$\Delta(x,y)$，则光波沿 z 轴方向通过透镜时，在 (x,y) 处所产生的总位相延迟为

$$\phi(x,y)=kn\Delta(x,y)+k[\Delta_0-\Delta(x,y)] \tag{6-466}$$

因此，透镜对入射光波的作用等效于用一个形式为

$$t_l(x,y)=e^{jk\Delta_0}e^{jk(n-1)\Delta(x,y)} \tag{6-467}$$

的函数相乘的位相变换器，即，其出射面上的复振幅 $v_l'(x,y)$与入射面上的复振幅 $v_l(x,y)$之间的关系为

$$v_l'(x,y)=t_l(x,y)v_l(x,y) \tag{6-468}$$

不同类型的透镜，其厚度函数 $\Delta(x,y)$的表达式不同。为使结果的表述具有普遍性，常约定下述符号规则：光线从左向右，它遇到的每个凸面的曲率半径为正，而每个凹面的曲率半径为负。下面简述图 5-3 所示三类透镜的厚度函数。

为求图(a)所示球面薄透镜的厚度函数，可将其用垂直于 z 轴的对称平面剖成两半。而后，不难看出有如下结果

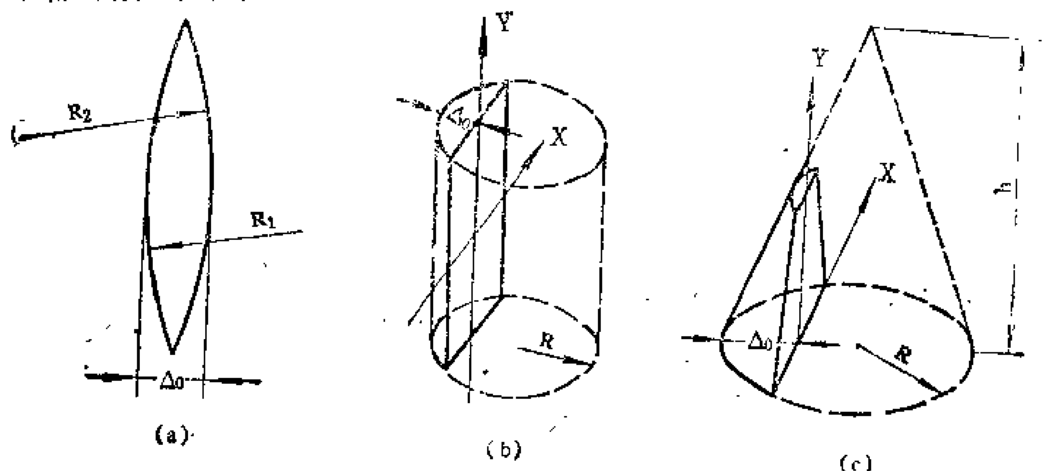


图 6-7　三种透镜示意图

$$\Delta_1(x,y)=\Delta_{01}-(R_1-\sqrt{R_1^2-x^2-y^2})=\Delta_{01}-R_1\left(1-\sqrt{1-\frac{x^2+y^2}{R_1^2}}\right) \tag{6-469}$$

$$\Delta_2(x,y)=\Delta_{02}-(-R_2-\sqrt{R_2^2-x^2-y^2})=\Delta_{02}+R_2\left(1-\sqrt{1-\frac{x^2+y^2}{R_2^2}}\right) \tag{6-470}$$

$\Delta(x,y)=\Delta_1(x,y)+\Delta_2(x,y)$。在傍轴近似下，将上列二式作二项式展开并仅取到二次项，最后得到

$$\Delta(x,y)=\Delta_0-\frac{x^2+y^2}{2}\left(\frac{1}{R_1}-\frac{1}{R_2}\right) \tag{6-471}$$

代入（6-467）式得

$$t_l(x,y)=e^{jkn\Delta_0}e^{-jk(n-1)\frac{x^2+y^2}{2}\left(\frac{1}{R_1}-\frac{1}{R_2}\right)} \tag{6-472}$$

定义球面薄透镜的焦距

$$f\triangleq\frac{1}{n-1}\left(\frac{1}{R_1}-\frac{1}{R_2}\right)^{-1} \tag{6-473}$$

于是有

$$t_l(x,y)=e^{jkn\Delta_0}e^{-j\frac{k}{2f}(x^2+y^2)}$$

$$=e^{jk\cdot\Delta_0}q^*\left(x,y;\ \frac{1}{\lambda f}\right) \tag{6-474}$$

对于图（b）所示的柱面薄透镜，其厚度沿 y 方向不变，所以只取一个垂直于 y 轴的截面计算其厚度函数。结果为

$$\Delta(x)=\Delta_0-(R-\sqrt{R^2-x^2}) \tag{6-475}$$

傍轴近似下得到

$$\Delta(x)=\Delta_0-\frac{x^2}{2R} \tag{6-476}$$

代入（6-467）得到

$$t_l(x)=e^{jkn\Delta_0}e^{-jk(n-1)\frac{x^2}{2R}} \tag{6-477}$$

定义柱面薄透镜的焦矩为

$$f\triangleq\frac{2R}{n-1} \tag{6-478}$$

则有

$$t_l(x)=e^{jkn\Delta_0}e^{-\frac{j\pi}{\lambda f}x^2}$$

$$=e^{jkn\Delta_0}q^*\left(x;\ \frac{1}{\lambda f}\right) \tag{6-479}$$

对于（c）所示的锥面薄透镜，可先选一与 y 轴垂直的截面计算厚度随 x 的变化，然后再将此截面上的参数与锥面的整体参数联系起来。比如，取任一 $y=y_1$ 的截面，其最大厚度、曲率半径分别为 Δ_{0y} 和 R_{y1}。由(b)的结果知，此截面的厚度函数为

$$\Delta_{y1}(x)=\Delta_{0y1}-\frac{x^2}{2R_{y1}} \tag{6-480}$$

再利用过 y,z 轴截面内的相似三角形关系得 $R/R_{y1}=h/(h-y_1)$，以及 $(R_{y_1}-\Delta_{0y1})=R-\Delta_0$。解出 R_{y1} 和 Δ_{0y1} 代入（6-480），最后得到

$$\Delta(x,y)=\Delta_0-\frac{R}{h}y-\frac{h}{2R(h-y)}x^2 \tag{6-481}$$

$$t_l(x,y)=e^{jkn\Delta_0}e^{-jk(n-1)\frac{R}{h}y}e^{-jk(n-1)\frac{hx^2}{2R(h-y)}} \tag{6-482}$$

定义锥面透镜的焦距为

$$f(y)=\frac{2R(h-y)}{h(n-1)}=2R\left(1-\frac{y}{h}\right)/(n-1) \tag{6-483}$$

（6-482）可写成

$$\begin{aligned}t_l(x,y)&=e^{jkn\Delta_0}e^{-jk(n-1)\frac{R}{h}y}e^{-\frac{jk}{2f}x^2}\\&=e^{jkn\Delta_0}e^{-jk(n-1)\frac{R}{h}y}q^*\left(x;\frac{1}{\lambda f}\right)\end{aligned} \tag{6-484}$$

如果将透镜中心厚度所引起的常数相位延迟以及反射、吸收等损耗一并用常数 B_l 表示，而将其对入射波场的限制作用用孔径函数 $a_l(x,y)$ 表示，则一个焦距为 f 的球面薄透镜，由于其园对称性，透射函数可写成

$$t_l(r)=B_lq^*\left(r;\frac{1}{\lambda f}\right)a_l(r) \tag{6-485}$$

上述结果对于凸透镜、凹透镜、正透镜，负透镜等均适用，只需注意上面约定的符号规则。

三、衍射成象及其频域描述

（一）单色光照明下的单透镜成象

若将一个被照明物体置于一个透镜之前，则在适当条件下会在另一个平面上出现一个与物体相似的光场分布，称其为物体的象。象可为实象，也可为虚象。

先看单色光照明下一个正薄透镜的成象问题。如图 6-8 所示，一平面物位于 z_1 平面上，透镜位于 z_2 平面上，现在观察 z_3 平面上的场分布，目的是看在什么条件下可以把 z_3 平面上的场分布称作 z_1 平面上场分布的象。

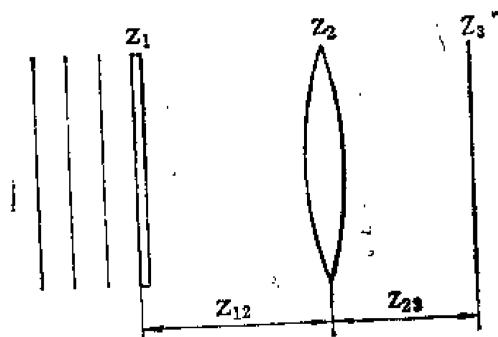


图 6-8　单透镜成象示意图

由于波动方程的线性性质，总可以把 z_3 平面上的场分布 $v_3(\rho)$ 表为下述迭加积分

$$v_3(\rho)=\iint h(\rho,\rho_0)v_1(\rho_0)d\rho_0 \tag{6-486}$$

其中 ρ_0,ρ 分别表示物、象平面上点的横向矢径，$h(\rho,\rho_0)$ 是由位于 z_1 平面上 ρ_0 处的点源在 z_3 平面上 ρ 处产生的场分布，即系统的脉冲响应。显然，只要确定了系统的脉冲响应 h，就完全地描述了成象系统的性质。

为求 h，令物为 z_1 平面上 ρ_0 处一单位振幅点源，即 $\delta(\rho-\rho_0)$。在非涅耳近似下，它在 z_3 平面上造成的场分布可写成

$$h(\rho_i\rho_0)=\left\{\left[\delta(\rho-\rho^2)*B_{12}q\left(\rho;\frac{1}{\lambda z_{12}}\right)\right]B_lq^*\left(\rho;\frac{1}{\lambda f_{12}}\right)\right]a_l(\rho)\right\}*B_{23}q\left(\rho;\frac{1}{\lambda z_{23}}\right)$$

$$=B_{12}B_lB_{23}\left[q\left(\rho-\rho_0;\frac{1}{\lambda z_{12}}\right)q^*\left(\rho;\frac{1}{\lambda f}\right)a_l(\rho)\right]*q\left(\rho;\frac{1}{\lambda z_{23}}\right)$$

$$=B_{12}B_lB_{23}q\left(\rho_0;\frac{1}{\lambda z_{12}}\right)q\left(\rho;\frac{1}{\lambda z_{23}}\right)\mathscr{F}\left\{q\left[\rho;\frac{1}{\lambda}\left(\frac{1}{z_{12}}-\frac{1}{f}+\frac{1}{z_{23}}\right)\right]\times\right.$$

$$\left.\times e^{-\frac{j\pi}{\lambda z_{12}}2\rho\cdot\rho_0}a_l(\rho)\right\}_{\xi=\rho/\lambda z_{23}} \tag{6-487}$$

其中 $B_{ij}\triangleq e^{ikz_{ij}}/j\lambda z_{ij}$ 为常数，ξ 为与横向矢径 ρ 相应的频率变数。(6-487) 一般很复杂，但当满足

$$\frac{1}{z_{12}}+\frac{1}{z_{23}}-\frac{1}{f}=0 \tag{6-488}$$

时，可进一步化简为

$$h(\rho_i\rho_0)=B_{12}B_lB_{23}q\left(\rho_0;\frac{1}{\lambda z_{12}}\right)q\left(\rho;\frac{1}{\lambda z_{23}}\right)\mathscr{F}\left\{e^{-\frac{j2\pi}{\lambda z_{12}}\rho\cdot\rho_0}a_l(\rho)\right\}_{\xi=\rho/\lambda z_{23}}$$

$$=B_{12}B_lB_{23}q\left(\rho_0;\frac{1}{\lambda z_{12}}\right)q\left(\rho;\frac{1}{\lambda z_{23}}\right)A_l\left[\frac{1}{\lambda z_{23}}(\rho-M\rho_0)\right] \tag{6-489}$$

其中 A_l 为 a_l 的傅里叶变换，$M=-Z_{23}/Z_{12}$ 为系统的放大率。可见，当观察平面的位置满足透镜定律 (6-488) 时，单个薄凸透镜的脉冲响应由透镜孔函的夫琅和费衍射图样 (即傅里叶变换) 给出，中心在几何象点 $M\rho_0$。前面的两个二次位相因子由于对象强度分布的影响不大可以忽略，从而脉冲响应 (6-489) 可简化为

$$h_d(\rho_i\rho_0)=B_{12}B_lB_{23}A_l\left[\frac{1}{\lambda z_{23}}\left(\rho-M\rho_0\right)\right] \tag{6-490}$$

可见，如果不考虑象差，则单透镜系统的脉冲响应的形状只是由透镜孔径的衍射效应引起的。在几何光学近似下，波长 $\lambda\to0$，衍射效应消失，相当于透镜孔径无限大，即孔函 $a_l(\rho)=1$，在此情况下，对 (6-489) 式重作处理可得

$$h_g(\rho,\rho_0)=B_{12}B_lB_{23}(\lambda z_{23})^2\delta(\rho-M\rho_0) \tag{6-491}$$

忽略常数位相因子后，可将上式写成

$$h_g(\rho,\rho_0)=M\delta(\rho-M\rho_0) \tag{6-492}$$

h_d 和 h_g 分别称为衍射受限脉冲响应和几何光学脉冲响应。将 (6-492) 代入迭加积分 (6-486) 得到几何象

$$v_g(\rho)=\iint_{-\infty}^{\infty}v_1(\rho_0)h_g(\rho,\rho_0)d\rho_0=M\iint_{-\infty}^{\infty}v_1(\rho_0)\delta(\rho-M\rho_0)d\rho^0$$

$$=\frac{1}{M}\iint_{-\infty}^{\infty}v_1(\rho_0)\delta\left(\rho_0-\frac{\rho}{M}\right)d\rho_0=\frac{1}{M}v_1\left(\frac{\rho}{M}\right) \tag{6-493}$$

而将 (6-490) 代入迭加积分 (6-486) 得到衍射象

$$v_d(\rho)=B_{12}B_{23}B_l\iint_{-\infty}^{\infty}v_1(\rho_0)A_l\left(\frac{\rho-M\rho_0}{\lambda z_{23}}\right)d\rho_0$$

$$=\iint_{-\infty}^{\infty}h_d(\boldsymbol{\rho}-M\boldsymbol{\rho}_0)v_i(\boldsymbol{\rho}_0)d\boldsymbol{\rho}_0$$

$$=\iint_{-\infty}^{\infty}h_d(\boldsymbol{\rho}-\boldsymbol{\rho}')v_i\left(\frac{\boldsymbol{\rho}'}{M}\right)\frac{1}{M^2}d\boldsymbol{\rho}' \qquad (6\text{-}494)$$

其中已令 $\boldsymbol{\rho}'=M\boldsymbol{\rho}_0$。若再令

$$\frac{1}{M}h_d(\boldsymbol{\rho}-\boldsymbol{\rho}')=h'(\boldsymbol{\rho}-\boldsymbol{\rho}') \qquad (6\text{-}495)$$

$$\frac{1}{M}v_i\left(\frac{\boldsymbol{\rho}'}{M}\right)=v_g(\boldsymbol{\rho}') \qquad (6\text{-}496)$$

(6-494) 可写成

$$v_d(\boldsymbol{\rho}')=h'(\boldsymbol{\rho})*v_g(\boldsymbol{\rho}) \qquad (6\text{-}497)$$

（二）一般成象系统分析

（1）相干照明情况

一般成象系统常包含多个透镜或其他元件，但总目的是要成象，即将物面上的场分布变成象面上一个尽可能相似的场分布。仍假定这一过程服从迭加积分

$$v_i(\boldsymbol{\rho})=\iint h(\boldsymbol{\rho},\boldsymbol{\rho}_0)v_0(\boldsymbol{\rho}_0)d\boldsymbol{\rho}_0 \qquad (6\text{-}498)$$

其中 $h(\boldsymbol{\rho},\boldsymbol{\rho}_0)$ 为系统的脉冲响应，即一个点物的象场分布。若系统无象差，则点物的象场分布是由衍射效应引起的，而衍射是由于光在传播途程中受到限制的结果。对一般成象系统，其对光波的限制作用归结为其入瞳或出瞳的限制作用。由入瞳和出瞳的定义知，它们对光波的限制作用是相同的。由此可见，对一般成象系统，不管其内部结构如何复杂，只要其入瞳与出瞳已定，其成象性质也就定了。可见，对一个成象系统的研究，只须阐明其出瞳和入瞳这种边端性质就够了。

人们对成象系统的要求是，它将一个发自物点 $\boldsymbol{\rho}_0$ 的发散球面波变换成一个向理想象点 $\boldsymbol{\rho}=M\boldsymbol{\rho}_0$ 会聚的球面波，M 为系统的放大率。如果出瞳到理想象面的距离为 d_i，则这个被出瞳孔径限制的球面波从出瞳向象面传播时，由于衍射效应并不会聚为一点，而是在理想象点周围造成一个场分布，这就是脉冲响应 $h(\boldsymbol{\rho},\boldsymbol{\rho}_0)$，并且不难求出，如果出瞳的孔径函数用 $a_l(\boldsymbol{\rho})$ 表示，则有

$$h(\boldsymbol{\rho},\boldsymbol{\rho}_0)=K\iint_{-\infty}^{\infty}a(\boldsymbol{\rho}')e^{-j2\pi(\boldsymbol{\rho}-M\boldsymbol{\rho}_0)\cdot\boldsymbol{\rho}'/\lambda d_i}d\boldsymbol{\rho}'$$

$$=KA\left(\frac{\boldsymbol{\rho}-M\boldsymbol{\rho}_0}{\lambda d_i}\right) \qquad (6\text{-}499)$$

即脉冲响应正比于出瞳孔函的夫琅和费衍射图样，中心在 $M\boldsymbol{\rho}_0$，宽度为 λd_i。K 为一常数。其中基于与单透镜情况内同样理由而略去了二次位相因子。

若忽略衍射效应，即设出瞳孔径无限大，从而其孔函 $a=1$，如此得到的脉冲响应称为几何光学脉冲响应 h_g。由 (6-499) 可得

$$h_g(\boldsymbol{\rho},\boldsymbol{\rho}_0)=(\lambda d_i)^2K\delta(\boldsymbol{\rho}-M\boldsymbol{\rho}_0) \qquad (6\text{-}500)$$

将 (6-500) 代入迭加积分得到几何象

$$v_g(\rho)=(\lambda d_i)^2k\iint_{-\infty}^{\infty}v_1(\rho_0)\delta(\rho-M\rho_0)d\rho_0=\frac{k(\lambda d_i)^2}{M^2}v_1\left(\frac{\rho}{M}\right) \tag{6-501}$$

将（6-499）代入迭加积分得到衍射象

$$\begin{aligned}v_d(\rho)&=k\iint_{-\infty}^{\infty}v_1(\rho_0)A\left(\frac{\rho-M\rho_0}{\lambda d_i}\right)d\rho_0=k\iint_{-\infty}^{\infty}v\left(\frac{\rho'}{M}\right)A\left(\frac{\rho-\rho'}{\lambda d_i}\right)\frac{1}{M^2}d\rho'\\&=\frac{1}{(\lambda d_i)^2}\iint_{-\infty}^{\infty}v_g(\rho')A\left(\frac{\rho_0-\rho'}{\lambda d_i}\right)d\rho'=\iint_{-\infty}^{\infty}v_g(\rho')h'(\rho-\rho')d\rho'\\&=v_g(\rho)*h'(\rho)\end{aligned} \tag{6-502}$$

其中，$\rho'=M\rho_0$，

$$h'(\rho)=\frac{1}{k^2\lambda^2d_i^2}h(\rho)=\frac{1}{\lambda^2d_i^2}A(\rho/\lambda d_i) \tag{6-503}$$

（6-502）和（6-503）表明，在更普遍的情况下，实际象仍为几何象与出瞳所决定的脉冲响应的卷积，即，系统对几何象而言是平移不变的。

对（6-502）式两边作傅里叶变换得

$$V_d(\zeta)=V_g(\zeta)H'(\zeta)=(\lambda d_i)^2KV_1(M\zeta)a(-\lambda d_i\zeta) \tag{6-504}$$

其中$V_1(\zeta)$和$V_d(\zeta)$分别为物与衍射象的频谱，$H'(\zeta)=a(-\lambda d_i\zeta)$则是系统的传递函数。（6-504）式就是该成象过程的频域描述，它表示，成象系统相当于一个线性滤波器。

因为瞳函a在出瞳范围之外为零，所以高于某一特定值的空间频率ζ将不能通过系统。比如，如果系统的出瞳为一个半径为a的园，则显然，满足条件

$$|\zeta|^2>\left(\frac{a}{\lambda d_i}\right)^2 \tag{6-505}$$

的空间频率将被截止，

（2）非相干成象系统

在物被相干照明的情况下，物上各点照明波场的变化是同步的，各点所产生的脉冲响应的变化也是同步的，因此它们在象面上必须按复振幅相加，即相干成象对复振幅是线性的。若物被非相干照明，则物上各点照明波场的变化统计无关，各点所产生的脉冲响应随时间的变化也统计无关，因此它们在象面上必须按强度相加，即非相干成象对强度是线性的，且有

$$i_d(\rho)=K\iint_{-\infty}^{\infty}|h'(\rho,\rho')|^2i_g(\rho')d\rho' \tag{6-506}$$

其中i表强度，ρ'为物面的规范化坐标，即如果物面的真实坐标为ρ，则规范化坐标$\rho'=M\rho_0$。如果只限于考虑物面上一个等晕区内的成象问题，则有$h'(\rho,\rho_0)=h(\rho-\rho')$，（6-506）成为

$$i_d(\rho)=K\iint_{-\infty}^{\infty}|h'(\rho-\rho')|^2i_g(\rho')d\rho' \tag{6-507}$$

其中h'由（6-503）给出。

定义i_d，i_g的规范化频谱I_d，I_g，以及系统的规范化传递函数$O(\zeta)$为

$$\left.\begin{aligned} I_d(\boldsymbol{\zeta}) &= \iint_{-\infty}^{\infty} i_d(\boldsymbol{\rho}) e^{-i2\pi\boldsymbol{\zeta}\cdot\boldsymbol{\rho}}\, d\boldsymbol{\rho} \Big/ \iint_{-\infty}^{\infty} i_d(\boldsymbol{\rho})\, d\boldsymbol{\rho} \\ I_g(\boldsymbol{\zeta}) &= \iint_{-\infty}^{\infty} i_g(\boldsymbol{\rho}) e^{-i2\pi\boldsymbol{\zeta}\cdot\boldsymbol{\rho}}\, d\boldsymbol{\rho} \Big/ \iint_{-\infty}^{\infty} i_g(\boldsymbol{\rho})\, d\boldsymbol{\rho} \\ O(\boldsymbol{\zeta}) &= \iint_{-\infty}^{\infty} |h'(\boldsymbol{\rho})|^2 e^{-i2\pi\boldsymbol{\zeta}\cdot\boldsymbol{\rho}}\, d\boldsymbol{\rho} \Big/ \iint_{-\infty}^{\infty} |h'(\boldsymbol{\rho})|^2 d\boldsymbol{\rho} \end{aligned}\right\} \tag{6--508}$$

对（6—507）两边作傅里叶变换并利用（6—508），得到非相干成象的频域表示

$$I_d(\boldsymbol{\zeta}) = O(\boldsymbol{\zeta}) I_g(\boldsymbol{\zeta}) \tag{6-509}$$

其中 $O(\boldsymbol{\zeta})$ 称为系统的光学传递函数，其模 $|O(\boldsymbol{\zeta})|$ 称为调制传递函数，其幅角 $\arg[O(\boldsymbol{\zeta})]$ 称为位相传递函数。由自相关定理得

$$\begin{aligned} O(\boldsymbol{\zeta}) &= \mathscr{F}\left\{|h'(\boldsymbol{\rho})|^2\right\} \Big/ \mathscr{F}\left\{|h'(\boldsymbol{\rho})|^2\right\}_{\boldsymbol{\zeta}=0} \\ &= \iint_{-\infty}^{\infty} H(\boldsymbol{\zeta}') H^*(\boldsymbol{\zeta}'+\boldsymbol{\zeta})\, d\boldsymbol{\zeta}' \Big/ \iint_{-\infty}^{\infty} |H(\boldsymbol{\zeta}')|^2 d\boldsymbol{\zeta}' \\ &= \iint_{-\infty}^{\infty} H\left(\boldsymbol{\nu} - \frac{\boldsymbol{\zeta}}{2}\right) H^*\left(\boldsymbol{\nu} + \frac{\boldsymbol{\zeta}}{2}\right) d\boldsymbol{\nu} \Big/ \iint_{-\infty}^{\infty} |H(\boldsymbol{\nu})|^2 d\boldsymbol{\nu} \end{aligned} \tag{6-510}$$

对于无象差系统，有

$$H(\boldsymbol{\zeta}) = a(-\lambda d_i \boldsymbol{\zeta}) \tag{6-511}$$

于是（6-510）可写成

$$O(\boldsymbol{\zeta}) = \iint_{-\infty}^{\infty} a\left(\boldsymbol{\nu} - \frac{\lambda d_i \boldsymbol{\zeta}}{2}\right) a\left(\boldsymbol{\nu} + \frac{\lambda d_i \boldsymbol{\zeta}}{2}\right) d\boldsymbol{\nu} \Big/ \iint_{-\infty}^{\infty} a(\boldsymbol{\nu})\, d\boldsymbol{\nu} \tag{6-512}$$

（612）式的一个有用几何解释是：其分子表示两个互相错开的出瞳相重迭的面积，一个的中心位于 $\lambda d_i \boldsymbol{\zeta}/2$，另一个的中心位于 $-\lambda d_i \boldsymbol{\zeta}/2$，而分母则表示出瞳的总面积，即

$$O(\boldsymbol{\zeta}) = \frac{\text{重迭面积}}{\text{总面积}} \tag{6-513}$$

式（6-510），（6-512），（6-513）以及（6-508）的第三式都可用于计算光学传递函数。

（3）象差对传递函数的影响

一个成象系统，如果它将物面上一点光源发出的球面波变成出瞳上一个向理想象点会聚的球面波，则此系统称为衍射受限的。意即，系统本身无象差，其成象质量只受到光波从出瞳到象面传播时衍射作用的影响。但如果系统有象差，则出瞳上的波面就不再是理想球面。这个实际波面与理想球面波的各种偏差称为波面象差或波象差。如果系统是衍射受限的，则这个被出瞳所限制的理想球面波向象面传播时，由于衍射效应，在象面上将形成一个以理想几何象点为中心的夫琅和费衍射图样，这就是系统的脉冲响应，其傅里叶变换就是系统的相干传递函数。而如果系统有象差，则出瞳上的波面已不是理想球面，而是一个畸变的波面，因此，它在象面上形成的图样，其中心也不在理想象点，二者的偏离称为光线象差，

当存在波象差时，可以设想照射出瞳的仍是一个理想球面波，但出瞳内有一块移相板使离开出瞳的波前变形。如果出瞳上 $\boldsymbol{\rho}$ 点的相位偏差为 $kw(\boldsymbol{\rho})$，其中 $k=2\pi/\lambda$，w 表有效光程

偏差，则虚拟移相板的复透过率可写成

$$\tilde{a}(\rho)=a(\rho)e^{jkw(\rho)} \tag{6-514}$$

并称其为广义瞳函。这样，一个有象差的相干成象系统的相干脉冲响应就是一个透过率为$\tilde{a}$的出瞳的夫琅和费衍射图样，而有象差非相干成象系统的脉冲响应当然仍是其相干脉冲响应模的平方。于是，有象差系统的相干传递函数为

$$H(\xi)=\tilde{a}(-\lambda d_i\xi)=a(-\lambda d_i\xi)e^{jkw(-\lambda d_i\xi)} \tag{6-515}$$

光学传递函数为

$$O(\xi)=\iint_{-\infty}^{\infty}H\left(\nu-\frac{\xi}{2}\right)H^*\left(\nu+\frac{\xi}{2}\right)d\nu\Big/\iint_{-\infty}^{\infty}|H(\nu)|^2d\nu$$

$$=\frac{\iint_{-\infty}^{\infty}a\left(\nu-\frac{\lambda d_i\xi}{2}\right)a\left(\nu+\frac{\lambda d_i\xi}{2}\right)e^{jk[w(\nu-\frac{\lambda d_i\xi}{2})-w(\nu+\frac{\lambda d_i\xi}{2})]}d\nu}{\iint_{-\infty}^{\infty}|a(\nu)e^{jkw(\nu)}|^2d\nu} \tag{6-516}$$

如果定义函数$\Sigma(\xi)$表示二光瞳$a\left(\nu-\frac{\lambda d_i\xi}{2}\right)$与$a\left(\nu+\frac{\lambda d_i\xi}{2}\right)$相重迭的面积，则可将有、无象差时的光学传递函数写成

$$\text{无象差时}\quad O(\xi)=\iint_{\Sigma(\xi)}d\nu\Big/\iint_{\Sigma(0)}d\nu \tag{6-517}$$

$$\text{有象差时}\quad O(\xi)=\iint_{\Sigma(\xi)}e^{jk[w(\nu-\frac{\lambda d_i\xi}{2})-w(\nu+\frac{\lambda d_i\xi}{2})]}d\nu\Big/\iint_{\Sigma(0)}d\nu \tag{6-518}$$

比如，假定出瞳为一半径为a的园，因为当ξ大到使二错开的出瞳再无重迭时，光学传递函数将为零，所以满足条件

$$|\xi|>\left(\frac{2a}{\lambda d_i}\right)^2 \tag{6-519}$$

的空间频率将被系统截止。

（4）部分相干成象

部分相干成象对互强度是线性的。设物面坐标为ρ_1，象面坐标为ρ_2，如果仍象前面那样将物面坐标规格化，即令$\rho_0=M\rho_1$，则有

$$j_i(\rho_2,\rho_2')=\iiiint_{-\infty}^{\infty}j_0(\rho_0\rho_0')h(\rho_0,\rho_2)h^*(\rho_0',\rho_2')d\rho_0d\rho_0' \tag{6-520}$$

其中j_0和j_i分别表示物面和象面上的互强度。设物体足够小从而落在一个等晕区内，于是，相干脉冲响应可认为是空间不变的，（6-520）可写成

$$j_i(\rho_2,\rho_2')=\iiiint_{-\infty}^{\infty}j_0(\rho_0,\rho_0')h(\rho_2-\rho_0)h^*(\rho_2'-\rho_0')d\rho_0d\rho_0' \tag{6-521}$$

对（6-521）两边作傅里叶变换并利用卷积定理得

$$J_i(\zeta,\zeta')=J_0(\zeta,\zeta')M(\zeta,\zeta') \tag{6-522}$$

其中

$$M(\zeta,\zeta')=H(\zeta)H^*(-\zeta')=a(-\lambda d_i\zeta)a(\lambda d_i\zeta') \tag{6-523}$$

为 $h(\rho)h^*(\rho')$ 的傅里叶变换。(6-522) 和 (6-523) 给出部分相干成象的频域描写。

如果出瞳是一个半径为 a 的园，则当

$$|\zeta|^2>\left(\frac{a}{\lambda d_i}\right)^2 \text{或} |\zeta'|^2>\left(\frac{a}{\lambda d_i}\right)^2 \tag{6-524}$$

时 $M(\zeta,\zeta')$ 将为零。

表 (6-1) 给出用频域表示相干、非相干和部分相干照明情况下成象的基本公式，其中假定物场限制在一个等晕区内。

表 6-1　频域表示光学成象的基本公式

照明情况	基本量	物象关系	频率响应函数
相　干	复振幅 $v(\rho)$	$V_i(\zeta)=V_o(\zeta)H(\zeta)$	$H(\zeta)=a(-\lambda d_i\zeta)$
非相干	强　度 $i(\rho)$	$I_i(\zeta)=I_o(\zeta)O(\zeta)$	$O(\zeta)=H(\zeta)*H(\zeta)$
部分相干	互强度 $j(\rho,\rho')$	$J_i(\zeta,\zeta')=J_o(\zeta,\zeta')M(\zeta,\zeta')$	$M(\zeta,\zeta')=H(\zeta)H^*(-\zeta')$

四、用光线矩阵元表示的衍射积分和传递函数

(一)　衍射积分

设一单色光波 $v_1(\rho)$ 经过光学系统后得到输出 $v_2(\rho)$，则有

$$v_2(\rho_2)=\iint h(\rho_2,\rho_1)v_1(\rho_1)d\rho_1 \tag{6-525}$$

其中 $h(\rho_2,\rho_1)$ 为系统的脉冲响应，即输入平面上 ρ_1 处一单位振幅点源在输出平面上 ρ_2 点产生的场分布。输入球面波经过系统后的输出一般不再是球面波，其波面要发生畸变。畸变的大小与系统在波面上各点引入的程差 $L(\rho_1,\rho_2)$ 有关。因此可将脉冲响应写为

$$h(\rho_2,\rho_1)=E\,e^{ikL(\rho_2,\rho_1)} \tag{6-526}$$

设点源处的位相为 0，则 $L(\rho_2,\rho_1)$ 就是从 ρ_1 点到 ρ_2 点的实际光线的光程长度，叫作程函。如果不计系统的损耗，则 E 为常数，(6-525) 可写成

$$v_2(\rho_2)=E\iint v_1(\rho_1)e^{ikL(\rho_2,\rho_1)}d\rho_1 \tag{6-527}$$

设入射光线关于光轴 (Z 轴) 的倾角为 θ_1，与输入平面交点的横向矢径为 ρ_1；输出光线的倾角为 θ_2，与输出平面交点的横向矢径为 ρ_2，系统的傍轴光线矩阵为

$$S=\begin{bmatrix}A & B\\ C & D\end{bmatrix} \tag{6-528}$$

若令 $u=n\theta$，其中 n 为光线所在媒质的折射率，$\rho_i=|\rho_i|$，($i=1,2$) 为光线与相应平面交

点的离轴高度，则有

$$\begin{bmatrix}\rho_2\\u_2\end{bmatrix}=\begin{bmatrix}A & B\\C & D\end{bmatrix}\begin{bmatrix}\rho_1\\u_1\end{bmatrix} \tag{6-529}$$

利用这些记号，经过适当的光程计算，可将（6-527）式写成

$$v_2(\rho_2)=\frac{e^{jks_0}}{j\lambda B}\iint v_1(\rho_1)e^{\frac{jk}{2B}[A\rho_1^2+D\rho_2^2-2\rho_1\cdot\rho_2]}d\rho_1 \tag{6-530}$$

其中 s_0 为沿系统光轴从输入平面到输出平面的光程长度。(6-530) 就是用光线矩阵元表示的衍射积分。这个方程只适用于系统中没有限制孔径的情况。如果系统中有限制孔径，则可分段应用方程（6-530）。

（二） 系统内无限制孔径时的相干传递函数

设输入面上的场分布为 $v_1(\rho_1)$，输出面上的场分布为 $v_2(\rho_2)$，系统的光线矩阵仍如（6-528）所示。由（6-530）得到，输入与输出之间的关系可写成

$$v_2(\rho)=\tilde{v}_1(\rho) * \frac{e^{jks_0}}{j\lambda B}e^{\frac{jkD}{2B}\rho^2} \tag{6-531}$$

其中

$$\tilde{v}(\rho)\triangleq D^2e^{\frac{jkDC}{2}\rho^2}v_1(D\rho) \tag{6-532}$$

称为等效输入场。对（6-531）两边作傅里叶变换得到输入输出关系的频域表示

$$V_2(\zeta)=\tilde{V}_1(\zeta)\frac{e^{jks_0}}{D}e^{-\frac{j\lambda\pi B}{D}\zeta^2} \tag{6-533}$$

其中 $\tilde{V}_1(\zeta)$ 和 $e^{jks_0}e^{-j\pi\lambda B\zeta^2/D}/D$ 分别称为等效输入谱和等效传递函数。

从（6-530）出发，也可将输入输出关系写成

$$\tilde{v}_2(\rho)=v_1(\rho) * \frac{e^{jks_0}}{j\lambda B}e^{\frac{jkA}{2B}\rho^2} \tag{6-534}$$

其中

$$\tilde{v}_2(\rho)\triangleq e^{-\frac{jkAC}{2}\rho^2}v_2(A\rho) \tag{6-535}$$

称为等效输出场。对（6-534）两边作傅里叶变换得到输入输出关系的频域表示

$$\tilde{V}_2(\zeta)=V_1(\zeta)\frac{e^{jks_0}}{A}e^{-\frac{j\pi\lambda B}{A}\zeta^2} \tag{6-536}$$

其中 $\tilde{V}_2(\zeta)$ 和 $e^{jks_0}e^{-j\pi\lambda B\zeta^2/A}/A$ 分别称为等效输出谱和等效传递函数。

（三）系统内有限制孔径时的相干传递函数

设系统内有一个限制孔径 $a(\rho)$，它将系统分成前后两部分，其光线矩阵分别为

$$S_1=\begin{bmatrix}A_1 & B_1\\C_1 & D_1\end{bmatrix},\qquad S_2=\begin{bmatrix}A_2 & B_2\\C_2 & D_2\end{bmatrix} \tag{6-537}$$

整个系统的光线矩阵则为

$$S=S_2\cdot S_1=\begin{bmatrix}A & B\\C & D\end{bmatrix} \tag{6-538}$$

$v_1(\rho_1)$ 和 $v_2(\rho_2)$ 仍为输入与输出面上的场分布。对系统中孔径前后的两部分相继应用（6-

530）式，可得到输入输出关系

$$\widetilde{v_2}(\rho)=e^{jkS}\cdot\widetilde{v_1}(\rho)\ *A\left(\frac{\rho}{\lambda B_2}\right)*e^{-\frac{j\pi B_1}{\lambda B_2 B}\rho^2} \tag{6-539}$$

其中

$$\widetilde{v_1}(\rho)\triangleq e^{\frac{jkA_1B_1}{2B_2^2}}v_1\left(-\frac{B_1}{B_2}\rho\right),\ \widetilde{v_2}(\rho)\triangleq e^{-\frac{jkD_2^2}{2B_2}\rho^2}v_2(\rho) \tag{6-540}$$

分别称为等效输入场和等效输出场。A 为 a 的傅里叶变换。$B=B_1A_1-D_1B_2$。对（6-539）两边作傅里叶变换得到输入输出关系的频域表示

$$\widetilde{V}_2(\zeta)=\lambda^2B_2{}^2e^{jkS}\cdot\widetilde{V}_1(\zeta)a(-\lambda B_2\zeta)e^{-j\pi\lambda MB\zeta^2} \tag{6-541}$$

其中$M=B_2/B_1$，$\widetilde{V}_1(\zeta)$ 和$\widetilde{V}_2(\zeta)$ 分别为等效输入谱与等效输出谱，而

$$a\ (-\lambda B_2\zeta)e^{-j\pi\lambda MB\zeta^2} \tag{6-542}$$

为等效传递函数。

第七节　光学全息术[6,7]

全息术是以光的波动理论为基础发展起来的一种新颖的记录和显示图象的方法，在光学成象中占有很重要的位置，并成为近代光学中的一个组成部分。

一、概述

早在 1948 年，丹尼斯•伽伯就有了同时能贮存物体所发光波的振幅和位相的独特照相方法的设想，但因当时缺乏相干长度足够的光源，以致伽伯的设想无法实现。1960 年出现了激光，它的高相干性和高强度为伽伯的原始思想提供了实现的手段。最初是用平面相干光垂直照明一块透明片，透射光与透明片上的散射光相干涉，在照相底片上记录，这就是所谓的伽伯全息图。重现时，原始象与另一共轭象同轴，因而同时进入眼帘，引起干扰。为了克服这一缺点，利思和乌帕特尼克斯改进了伽伯的原始设想，不仅使观察范围扩大了，还推动了不同领域中的全息术，相继出现了激光全息，微波全息，红外全息和超声全息等方法，并广泛应用于军事、科研，工农业生产和医疗等方面。

二、全息术的基本原理

普通照相是把一个三维物体的象成在涂有某种感光介质的平面（例如一张照相底片）上。照相底片只对投射到上面的光强度产生响应，所以曝光后的底片只记录物光强度的分布。物体所发光波的波前包括“振幅”和“相位”两方面的信息，为了将相位信息也记录下来，可用一与原物光波相干的波作为参考波，使它与原物波发生干涉，并记录干涉图样。由于原物波的振幅和相位都直接决定干涉图样的强度分布，因此这两方面的信息同时被存贮下来，并称之为全息照相或全息术。这与无线电技术相似。调制信号相当于物波，载波相当于参考波。通过解调，可使原信息准确地再现，故这一方法又称为“波前再现”。

图 6-9（*a*）表示全息图的记录。其中 *He-Ne* 为激光器，*L* 为扩束镜，*O* 为物光，*R* 为参考光，*H* 为全息底片。

图6-9(*b*) 表示全息的重现。其中 *H* 为全息图（即（*a*）中的 *H*），O_s 为会聚实象，O_s

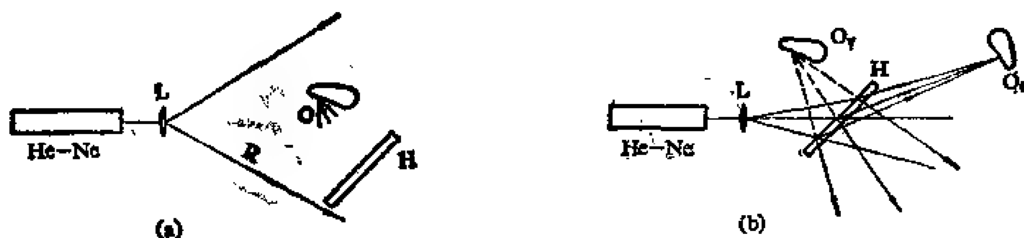


图 6-9 (a) 记录，(b) 再现

为虚象。

现对记录和再现过程作一简单分析。在记录系统中建立一坐标系。取干板平面为 x、y 平面，z 轴与干板平面法线重合，在干板上的光场振幅分布 $U(x,y)$ 为物光 $O(x,y)$ 与参考光 $R(x,y)$ 之和：

$$U(x,y)=O(x,y)+R(x,y) \tag{6-543}$$

光强度 $I(x,y)$ 为：

$$I(x,y)=|U(x,y)|^2=|O(x,y)|^2+|R(x,y)|^2+OR^*+O^*R \tag{6-544}$$

经过处理后，再用原参考光照全息图，其后的光场分布 $\phi(x,y)$ 可写作：

$$\phi(x,y)\propto R(x,y)I(x,y)=[|O(x,y)|^2+|R(x,y)|^2]R(x,y)+|R(x,y)|^2O(x,y)+O^*(x,y)R^2(x,y) \tag{6-545}$$

实验时，参考光 $R(x,y)$ 可视为常数，且采用 $|R|^2/|O|^2$ 约为 4/1—10/1。式中第一项代表了直透光；第二项代表再现的原物光波，第三项代表共轭实象。由于 $O(x,y)$ 与 $R(x,y)$ 有一定夹角，再现物波仍按原物波方向传播，故观察时不致发生重迭。

为了更清楚地说明这个意思，将 $O(x,y)$ 写作

$$O(x,y)=|O(x,y)|\exp[i\varphi(x,y)] \tag{6-546}$$

式中 $|O(x,y)|$ ——物光的幅值；

$\varphi(x,y)$ ——相位。

考虑到在大多数情况下参考波为一平面波，在适当的坐标选取下，可记为：

$$R(x,y)=A\exp(i2\pi f_x x) \tag{6-547}$$

光强度 $I(x,y)$ 为

$$I(x,y)=|O(x,y)|^2+A^2+2A|O(x,y)|\cos[\varphi(x,y)-2\pi f_x x] \tag{6-548}$$

如用原参考波照明，则由（6-548）式得透射率 $\Psi(x,y)$：

$$\Psi(x,y)=R(x,y)I(x,y)=[|O(x,y)|^2+A^2]A\exp(j2\pi f_x x)+A^2|O(x,y)|\exp[j\varphi(x,y)]+A^2|O(x,y)|\exp[-j[\varphi(x,y)-4\pi f_x x]] \tag{6-549}$$

式（6-549）中的第一项为照明波的直透分量，第二项除去常数因子外为原物波的重现，因一般物波多为发散的，故观察到虚象。第三项所包含的物波与原物波相反，故若原物波为发散的，它就是会聚的。

三、平面全息图的分析

当全息图记录介质的厚度小于干涉条纹间距时称为平面全息图。本节中为简明计以点源全息为基础，分析全息照相的物象关系，并讨论平面全息的主要类型。

点源全息图成象 物距离记录介质较近，自物点到达全息图的为球面波。

设 $S_0(x_0,y_0,z_0)$ 和 $S_R(x_R,y_R,z_R)$ 表示两个相干点光源，波长均为 λ，坐标系的 x,

η 平面与记录板平面重合。$P(\xi,\eta,o)$ 表示平面上任意一点。图 6-10 (a) 是点源全息图的记录，(b) 是它的再现。

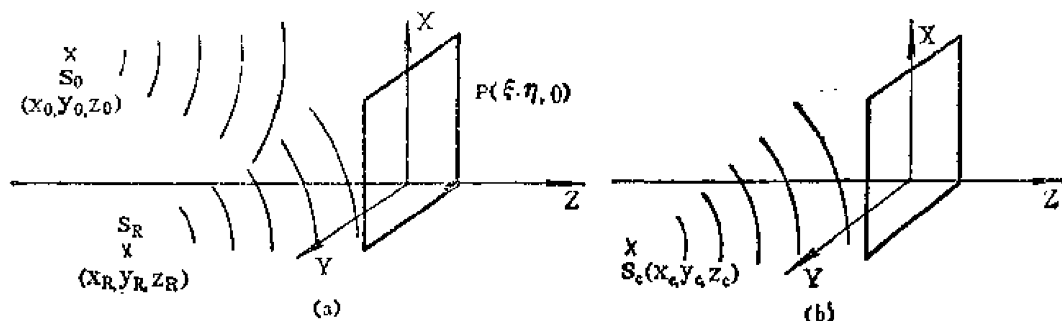


图 6-10　点源全息图的记录和再现

我们假定：S_0 和 S_R 都是傍轴点。而 $x_0,y_0 \ll z_0,z_R$，则点源全息再现点的坐标为：原始象点的坐标 (X_p,Y_p,Z_p) 分别为

$$Z_p=\left(\frac{1}{z_c}+\frac{1}{z_o}-\frac{1}{z_R}\right)^{-1}$$

$$=\frac{z_cz_0z_R}{z_0z_R+z_cz_R-z_cz_0} \tag{6-550}$$

$$X_p=\frac{x_cz_0z_R+x_0z_cz_R-x_Rz_cz_0}{z_0z_R+z_cz_R-z_cz_0} \tag{6-551}$$

$$Y_p=\frac{y_cz_0z_R+y_0z_cz_R-y_Rz_cz_0}{z_0z_R+z_cz_R-z_cz_0} \tag{6-552}$$

共轭象点位置坐标 (X_c,Y_c,Z_c) 分别为：

$$Z_c=\left(\frac{1}{z_c}-\frac{1}{z_0}+\frac{1}{z_R}\right)^{-1}$$

$$=\frac{z_cz_0z_R}{z_0z_R-z_cz_R+z_cz_0} \tag{6-553}$$

$$X_c=\frac{x_cz_0z_R-x_0z_cz_R+x_Rz_cz_0}{z_0z_R-z_cz_R+z_cz_0} \tag{6-554}$$

$$Y_c=\frac{y_cz_0z_R-y_0z_cz_R+y_Rz_cz_0}{z_0z_R-z_cz_R+z_cz_0} \tag{6-555}$$

如照明光波与参考光波相同，则 $x_c=x_R$，$y_c=y_R$，及 $z_c=z_R$，以上六式，分别变为：

$$Z_p=z_0$$

$$X_p=x_0$$

$$Y_p=y_0$$

$$Z_c=\frac{z_0z_R}{2z_0-z_R}$$

$$X_c=\frac{2x_Rz_0-x_0z_R}{2z_0-z_R}$$

$$Y_c=\frac{2y_Rz_c-y_0z_R}{2z_0-z_R}$$

此时原始象与物体完全相同，是一无象差的象。共轭象的位置与物点和照明光源的相对位置有关。可以是实象，也可以是虚象，可为放大象，也可为缩小象。如果照明光源与再现

光波不同，则不论原始象与共轭象，象的大小都可以改变。

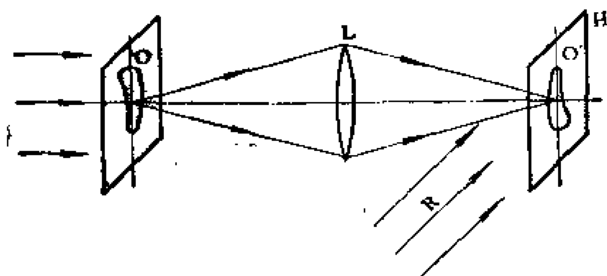


图 6-11　象平面全息的记录光路

象平面全息图

象平面全息图的记录光路如图6-11所示。

为使物体的像位于平面全息图附近，可通过一光学系统使物体成象在全息图平面上。它的特点是对再现照明光源的相干性要求低，如物体的平面象成在全息图平面上，就能用扩展光源或白光再现。在全息干涉计量中，为测量方便常采用这种类型的全息图。

傅里叶变换全息图

将一透明片 $f(x,y)$ 放在透镜 L 的前焦面上并用准直平面单色光照明，则在 L 的后焦面 H 上得到 $f(x,y)$ 的傅里叶变换 $F(f_x,f_y)$（图6-12）。有效频率分量在傅里叶平面上所占的空间很小，提供了高密度存储的可能，为使有效信息密度不超过干板允许的分辨率，实际记录中，可根据具体情况选择适当的离焦量。

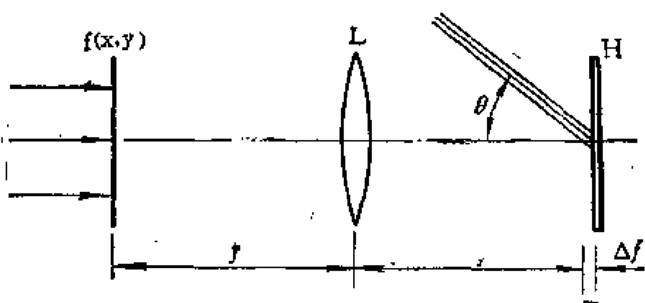


图 6-12　记录傅里叶全息图的光路示意图

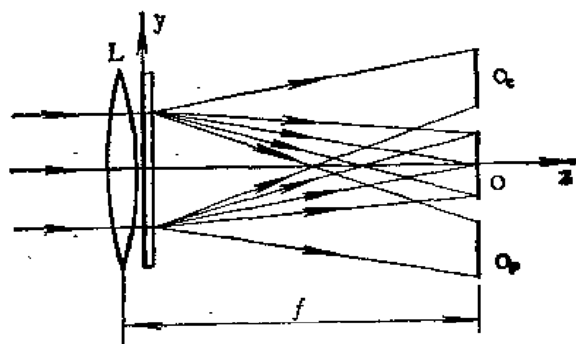


图 6-13　傅里叶变换全息的再现光路

图 6-13 是再现光路，再现象在透镜 L 的后焦面。O_r 为原始象，O_c 是共轭象。中央亮区 O 为自相关。

无透镜傅里叶全息

物体与在 $-b$ 处的参考点源位于同一平面，在距离 d 处放置记录介质（图 6-14）。来自物面上的一点和由 R 发出的两个球面波，在全息图平面上产生的条纹是平行而等距离的，与物平面的复振幅分布是傅里叶变换的关系。

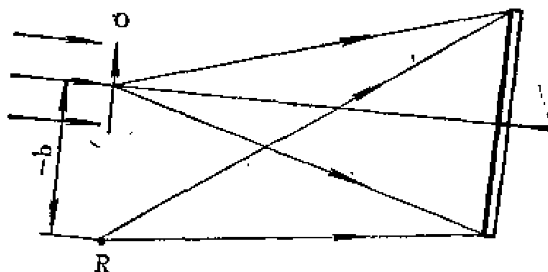


图 6-14　无透镜傅里叶全息图记录光路

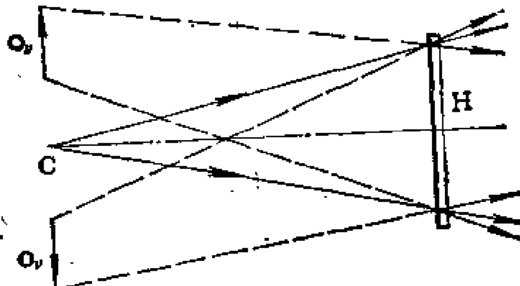


图 6-15　无透镜傅里叶变换全息图的再现光路

图 6-15 是无透镜傅里叶变换全息图的再现光路。由图看出，两个象都是虚象，共轭象方位

相对于原始象转了 180°。

无透镜傅里叶全息图，也可用有透镜的光路再现。将全息图 H 靠近透镜放置，在透镜的前或后均可。透镜的作用是对衍射波进行一次傅氏变换，使之成为实象。

四、体积全息图

透射型体全息图

当记录介质的厚度小于条纹间距时为平面全息，大于条纹间距时为体积全息图。它又可分为透射型全息图和反射型全息图两种。记录体积全息图的光路如图 6-16（a）所示。

条纹峰值强度面，在乳胶层中是银粒最大的面。当用波长 λ 的单色光照射全息图时，每一层都散射光，如同体积光栅的作用，如图 6-16 所示。当布喇格条件

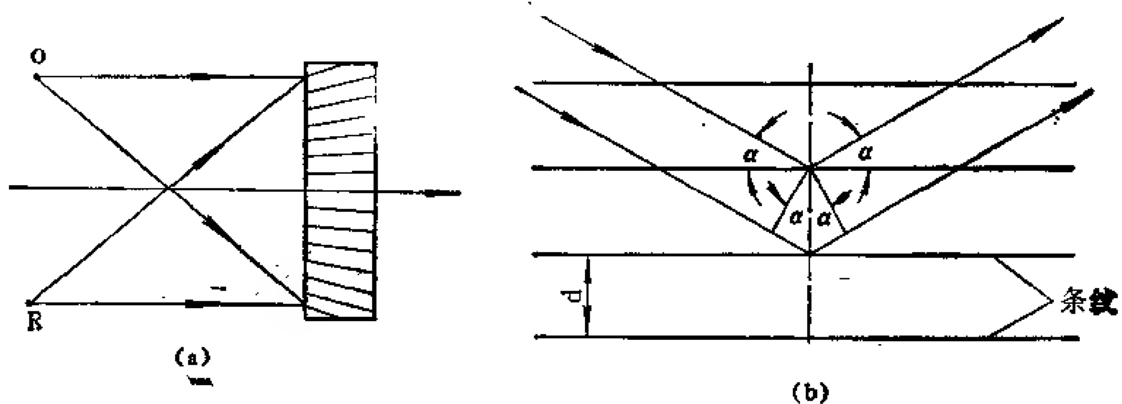


图 6-16　透射型体全息的记录和布喇格条件

$$2d\sin\alpha=\lambda$$

满足时，才能形成衍射象。式中 d 为条纹面间的垂直距离，α 为散射光方向与条纹面间夹角。

图 6-17（a）表示透射体全息图用参考光照明再现；（b）图是用共轭参考光照明的情况。

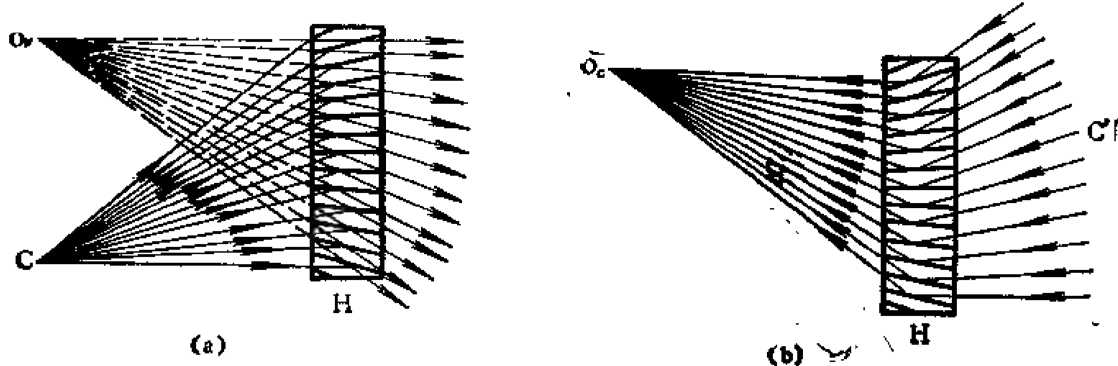


图 6-17　透射型体全息再现示意图

透射体全息图对照明光方向变化最为敏感，故在一张干板上可记录很多个全息图。例如对一本书的不同页次可储存在乳胶的整个体积内。这种全息图对尘埃、伤痕等又不甚敏感，这是它的另一特点。

反射型体全息图

当物光与参考光几乎以相反的方向投射到记录介质（厚乳胶）上时，银原子组成一群平

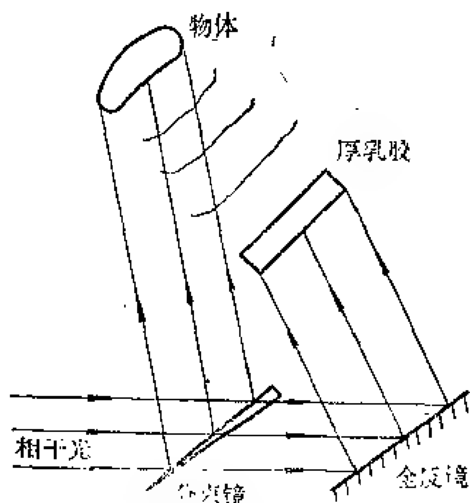


图 6-18　反射型体全息的记录光路

面近似与厚乳胶的界面平行。记录光路如图 6-18 所示。

平面之间的距离约为 $\lambda/2$，处理后的底片类似于干涉滤波器。反射率的大小对波长的变化敏感，故反射全息图能用白光再现。象的颜色与造象波长所对应的颜色一致。（除非在显影与定影过程中乳胶发生收缩）。这种全息图称为反射全息图。因为它是通过反射来观察再现象的。

五、全息干涉量度学

全息干涉量度是全息术应用的一个重要方面。在同一张干板上记录两个或两个以上的物光波的全息图，它们的再现象是相干的，且有确定的振幅和位相分布，能产生稳定的干涉条纹，如二者的位相差变化足够小，则干涉条纹可以直接观察。全息干涉原理有多种不同的变化形式，现分述如下：

实时全息干涉

再现的物光波与直接通过全息图的物光波之间的干涉称为实时全息干涉，图 6-19 表示透射物体的全息干涉记录光路。当不放物体时，记录一个物光波面的全息图。再现时在物光路中插入一个透明体，就可以观察到因透明物体位相变化与原来物光波间产生的干涉条纹。这种方法，曾给人们以很大的吸引力。但它要求把全息图精密复位，同时在处理过程中，全息干板面的乳胶不可避免地要发生皱缩，从而再现波的位相相对于记录波发生畸变。

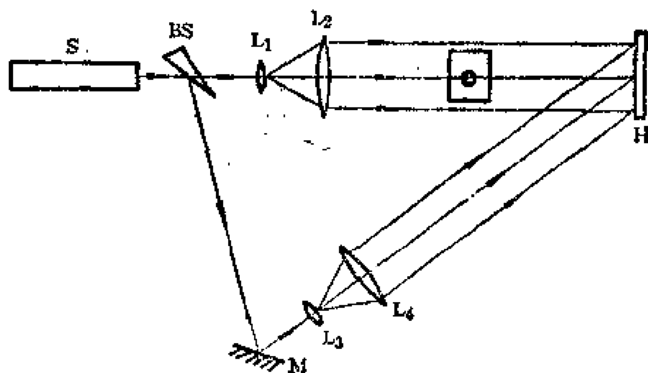


图 6-19　透射物体的全息干涉记录光路

二次曝光法

比较实用的方法是在同一张底板上对同一物体的不同状态拍照两次，保持参考光不变，故称这种方法为二次曝光全息图。目前这种方法已成功地用于研究激波，物体的形变等。

为了理解二次曝光全息干涉计量原理，以$O(x, y)$表示第一次曝光时物光波的振幅，以$O'(x, y)$表示第二次曝光时已改变了的物光波。假定两者的振幅无改变，仅有相位改变$\varphi(x, y)$，即

$$O'(x, y)=O(x, y)\exp[j\varphi(x, y)]$$

在原参考光照明下二次曝光全息图将再现出$O(x, y)+O'(x, y)$，而检测器对 $|O(x, y)+O'(x, y)|^2$发生响应，于是得到：

$$I(x, y)=4|O(x, y)|^2\cos^2\frac{\varphi(x, y)}{2} \tag{6-556}$$

可见再现象是干涉条纹调制的原物。检测这些干涉条纹可推知$\varphi(x, y)$，从而推知前后两状态中各点折射率或位置的改变量。

时间平均法

时间平均法是对振动物体连续曝光。曝光时间远远超过振动周期，相当于无数全息图记录在同一张干板上，此法适宜于物体表面振动状态的分析。

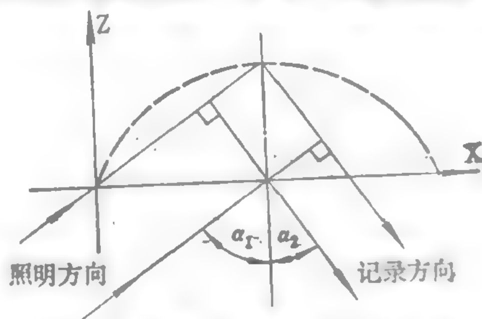


图 6-20　由物体振动引起光场相位改变的计算示意图

考虑一个以角频率 ω 沿表面法线 z 方向的谐振动。该振动表面上任一点振动的时空变化可表示为：

$$z(x,\ t)=A(x)\cos\omega t \tag{6-557}$$

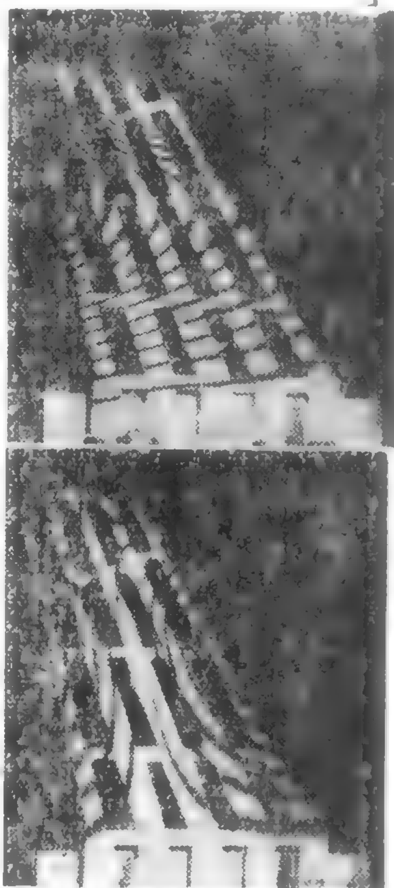
设照明光束、记录光束与振动方向的夹角分别为 α_1、α_2。由图 6-20的几何关系，可求出振动点相对于静止点光场的相差为

$$\varphi(x,\ t)=\frac{2\pi}{\lambda}A(x)(\cos\alpha_1+\cos\alpha_2)\cos\omega t \tag{6-558}$$

设物体静止时到达干板的光场分布用 $U(x)$ 表示，则振动时到达干板的物光场为：

$$O(x、t)=U(x)\exp[-j\varphi(x、t)] \tag{6-559}$$

$$=U(x)\exp\left[-j\frac{2\pi}{\lambda}A(x)(\cos\alpha_1+\cos\alpha_2)\cos\omega t\right]$$



仍以 R 表示参考光，则干板上记录的强度为：

$$I(x)=\frac{1}{T}\int_0^T|O(x、t)+R|^2dt$$

$$=\frac{1}{T}\int_0^T[|O(x、t)|^2+R^2+RO^*(x、t)+$$

$$+R^*O(x、t)]dt \tag{6-560}$$

再现时，因传播方向不同，各项表示的光场最终将分开。与（6-560）式积分号下最后一项所对应的光场是我们所要用的，现只写出这一项：

$$I_p(t)=\frac{RR^*}{T}\int_0^T O(x、t)dt$$

$$=\frac{|R|^2}{T}\int_0^T U(x)\exp\left[-j\frac{2\pi}{\lambda}A(x)\times\right.$$

$$\left.\times(\cos\alpha_1+\cos\alpha_2)\cdot\cos\omega t\right]dt \tag{6-561}$$

令　$\frac{2\pi}{\lambda}(\cos\alpha_1+\cos\alpha_2)=B$；

$\omega t=\theta$；　$|R|^2=1$

则可得

$$I_p(x)=U(x)\frac{\lambda}{2\pi}\int_0^{2\pi}\exp[-jBA(x)\cos\theta d\theta$$

$$=U(x)J_0[BA(x)] \tag{6-562}$$

图 6-21　由全息图再现而得的同一膜片的两种振动模式

我们看到：再现象是被零阶贝塞耳函数所调制的静态物。波对于贝塞耳函数的极值区域将呈现亮纹，它们给出了等振幅的轮廓。测量每个条纹的强度分布，查贝塞耳函数表，即可得在该处的振幅值 $A(x)$。

图6-21给出了由全息图再现得到的同一膜片两种不同的振动模式。

六、全息照相实验条件

光源

全息照相时，必须用相干性高的激光做光源，再现时可用激光或白光，目前常用的激光器如表6-2所示。

表 6-2　常用激光器

光　源　名　称	波　长　(埃)	输　出　方　式
He—Ne 激光器	6328	CW
He—Cd 激光器	4416	CW
Ar^+ 离子激光器	4880 5145	CW
红宝石激光器	6943	脉　冲
Nd:YAG 激光器	5326（倍频后）	脉　冲

装置

①实验台　用功率较低的激光器如He—Ne激光器时，必须有减震的设备。用功率高的脉冲激光器时，因曝光时间极短，就不必用减震设备（实验台）。

②分束器　要求将光束按强度分为2：1到10：1之间，最好用分光比可变的分束器，到达记录介质上的光束比应在1：1到1：10之间。

③扩束器　因激光器发出的光束，发散角很小，需加一扩束元件以增大发散角，用单片的凸透镜或适当倍率的显微物镜头均可。

④　针孔滤波器　针孔直径在1—10微米，置于扩束镜的焦点平面处。

⑤漫射器　用毛玻璃或半透明塑料。

⑥成象透镜　在有透镜的全息照相中，例如傅里叶变换全息图和象平面全息时，则须加入相应的透镜。

⑦底片架　一般用固定的，当用实时法时，应有微调机构。

常用的记录介质

性质用途见表6-3

表 6-3　常用的记录介质

介质名称	光谱灵敏区 (埃)	空间频率 线/毫米	光栅类型	正弦光栅的 最大衍射效率 η%	可擦性	主要应用
银盐乳剂	可见光至 13000	100—4000	平面/体积 振幅	5	-	光学全息照相
漂白银盐乳剂	可见光至 13000		平面/体积 相位	20—50	-	反射式全息照相

续表

介质名称	光谱灵敏区（埃）	空间频率（线/毫米）	光栅类型	正弦光栅的最大衍射效率 η%	可擦性	主要应用
硫砷玻璃导体		>2000	平面，相位	50	+	信息存储，全息干涉，全息光学元件
光导热塑料	近紫外线，可见光	<1000	平面，相位	730	+	信息存储，全息干涉
重铬酸盐明胶	500—5200	1000 3000	平面，相位 体积，相位	30 90	-	全息光学元件，全息显微术
电光晶体铌酸锂		>1000	体积，相位	60	+	信息存储，实时全息干涉
光色材料	3000—4500	1000～10000	体积，振幅	12	+	信息存储，实时全息干涉

第八节　散　斑

一、概述

当漫射体被激光照明时，其表面好象复盖着一层精细的颗粒状结构，称之为散斑。

散斑现象是高度相干性光源照明的结果。随着全息术的发展，其应用范围日益扩大。但由于散斑的存在，使再现象的质量降低，从而成为全息术应用领域进一步扩大的一个严重障碍。因而人们曾花费很大气力设法消除散斑。

但另一方面，自1968年布奇和托卡斯基的基础性工作以来，人们开始注意到激光散斑的一些非常有益的应用。现在，建立在傅里叶光学基础上的散斑技术，已被广泛应用于光学图象处理，微小位移的检测，形变测量以及振动研究、表面粗糙度的测量等方面。至于它在天文学、医学等领域的应用也都取得了杰出的成就。

近几年来，人们为了进一步开发这一技术在实际中应用的潜力，用人为的方法来得到散斑结构而设法不使用相干光，这方面的工作也取得了一定的进展。

二、激光散斑的产生和统计性质[8]

非涅耳型散斑

以光的波长为尺度时，大部分物体的表面都是粗糙的。因此，激光照射到物体表面上时，它的表面可以看成由许多相互独立的散射元构成（图6-22）。它们发出的散射光是相干的，但具有随机分布的位相。空间中任意一点，都接收到来自物体上各点的光。这些光的相

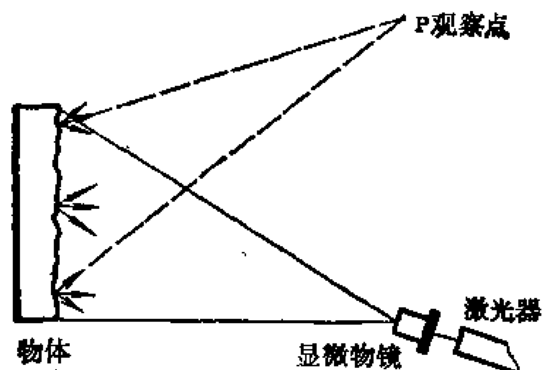


图6-22　非涅耳型散斑的产生

互干涉，就在空间中形成了许多无规则分布的明暗相间的斑点。在距散射面任意一个距离处，用高分辨干板，可把这种无规则分布的斑纹记录下来。与衍射现象类比，将这类散斑称为非涅耳型散斑。

夫朗和费型散斑

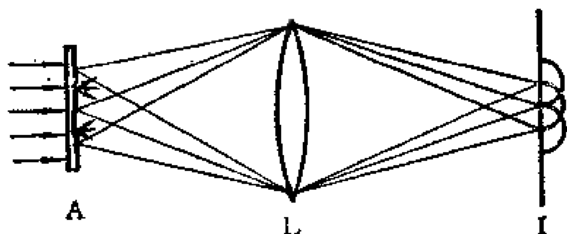


图 6-23 夫朗和费型散斑的产生

这类散斑的起因可用图6-23加以说明。物体 A 在激光照明下，经透镜 L 成象。对成象面上一个给定点来说，象是由物体上一些不同散射点的点扩散函数迭加而成。由于物体是粗糙的，所以这些点扩散函数具有不同的位相，于是在象面上便形成了许多无规则分布的明暗相间的斑点，称为夫朗和费型散斑。

激光散斑的统计性质（参阅第八章有关节）

在说明散斑的统计性质时，通常认为：

①单色偏振光照射下的漫射体上单个散射基元的振幅模值和位相统计独立，而且所有各散射基元之间振幅模值和相位统计独立；

②散射基元的位相在（$-\pi$, π）上均匀分布；

③散射基元数目无限。

在这些假定之下，得到激光散斑的如下统计性质：

（1）在一点(x, y, z)，场的实部和虚部是独立、零平均、随机变量的高斯分布。若以 u_r, u_i 分别表示场的实部和虚部，则振幅的几率密度为：

$$P_{r,i}(u_r, u_i)=\frac{1}{2\pi\tau^2}\exp\left(-\frac{u_r^2+u_i^2}{2\tau^2}\right) \tag{6-563}$$

式中

$$\tau=\lim_{N\to\infty}\frac{1}{N}\sum_{n=1}^{N}\frac{1}{2}\langle|U_k|^2\rangle \tag{6-564}$$

而 U_k 表示来自第 k 个散射元的光波分量。

（2）强度服从负指数统计分布，其几率密度为：

$$P_I(I)=\frac{1}{\langle I\rangle}\exp\left(-\frac{I}{\langle I\rangle}\right) \tag{6-565}$$

图6-24为强度的几率密度曲线。

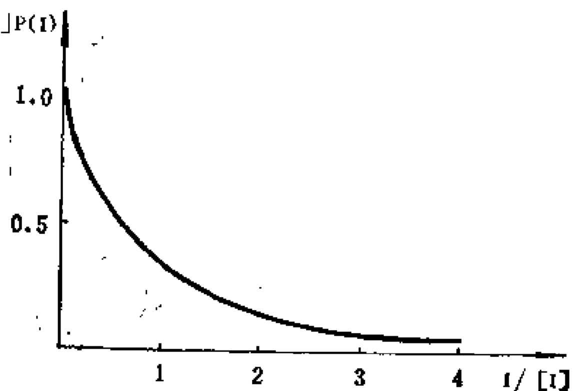


图 6-24 强度的几率密度曲线

（3）散斑衬度为1。散斑横向尺寸由下式估计

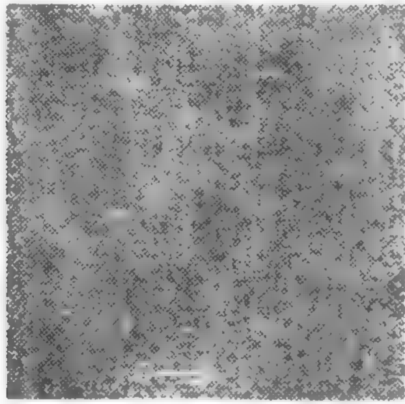
$$d\approx\lambda/\alpha \tag{6-566}$$

而纵向尺寸由下式估计

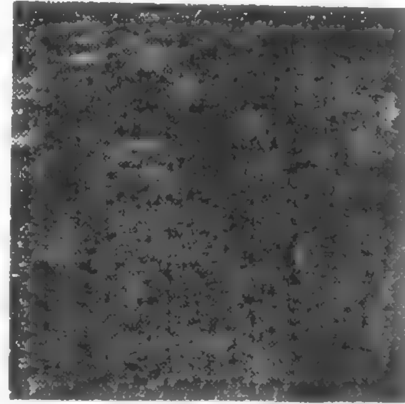
$$l\approx\lambda/\alpha^2 \tag{6-567}$$

式中 α 为散射孔径（或光瞳直径）对观察点的张角。

图6-25（a）、（b）分别给出了典型的散斑横向截面照相和纵向侧面照相的显微照片。



(a) 横向



(b) 纵向

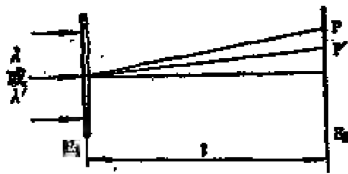
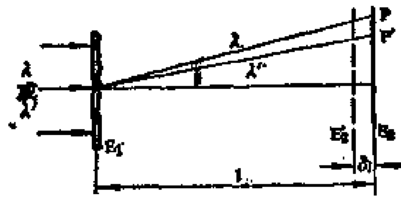
图 6-25 散斑照片

三、相关条件[9]

散斑相关是指两个散斑图样在一定近似下可视为全同或仅有一定标因子的差异。下表给出了各种情况下散斑图样之间相关的条件。

表 6-4 散斑相关条件

当 $\delta l < \frac{2\lambda}{\theta^2}$ 时，π' 与 π'' 平面具有相似的散斑图样，标度比为 $1-(\delta l/l)$	当 $\Delta_G \frac{\delta\lambda}{\lambda^2} \ll 1$ 时，波长 λ 和 λ' 在 π 平面产生相同的散斑图样
当 $\delta l > \frac{2\lambda}{\theta^2}$ 时，E 和 E' 平面具有相似的散斑图样标度比为 $1-(\delta l/l)$	当 $d=l$ 时，即使 θ 较大，E_2 上仍可得相似散斑图样，定标因子为 $1-(\delta l/l)$

 当 $\frac{a^2\delta\lambda}{2l\lambda^2}\ll 1$，且 $\Delta_G\frac{\delta l}{\lambda^2}\ll 1$，波长λ和λ′在 E_2 上产生相似的散斑图样，标度比为 $1-(\delta\lambda/\lambda)$	 当 $\delta l=2\frac{\delta l}{l}\quad\frac{a^2\delta\lambda}{2l\lambda^2}\ll 1$ 且 $\Delta_G\frac{\delta\lambda}{\lambda^2}\ll 1$ 时，波长λ在 E^2 上产生的散斑与波长λ′在 E_2' 上产生的散斑相同

注：Δ_G—漫射体厚度不均匀引起的平均程差。

a—孔的半径。

四、散斑照相原理

散斑照相原理是散斑技术的基础，基本过程可分两类加以说明。

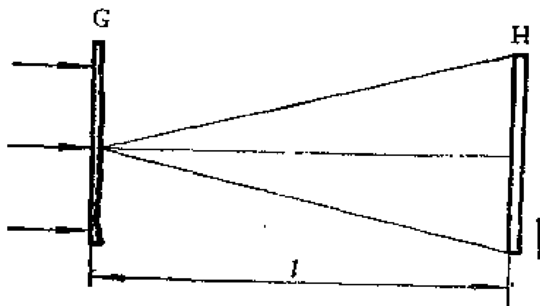


图 6-26 托卡斯基的基础实验

散斑干涉产生杨氏条纹 [10]

考虑图 6—26 所示的实验。漫射体 G 被准直激光束照明，距漫射体为 l 处放置高分辨干板H，相继进行两次曝光，两次曝光之间干板做一微量位移 ξ。这样，经处理之后的负片振幅透射率可表示为：

$$t(\xi,\eta)=a-b\,D(\xi,\eta)[\delta(\xi,\eta)+\delta(\xi-\xi_0,\eta)]\tag{6-568}$$

式中 a,b——表征干板乳剂特性的两个常数；

$D(\xi,\eta)$ ——干板上的光强分布。

当把此负片放在傅里叶透镜的前焦面上并用准直激光束照明时，在透镜的后焦面上的振幅分布为：

$$\tilde{t}(u,v)=a\delta(u,v)-b\tilde{D}(u,v)[1+exp(j2\pi u\xi_0)]\tag{6-569}$$

式中 $\widetilde{D}(u,v)$ ——$D(\xi,\eta)$ 的傅里叶变换。

若不计坐标原点，则焦平面上的光强分布

$$I\propto\cos^2(\pi v\xi_o)\,|\tilde{D}(u,v)|^2\tag{6-570}$$

这说明散斑背景被杨氏条纹所调制。傅里叶平面光强分布如图 6-27 所示。由于两次曝光时间相等，所以杨氏条纹具有最大的对比度。

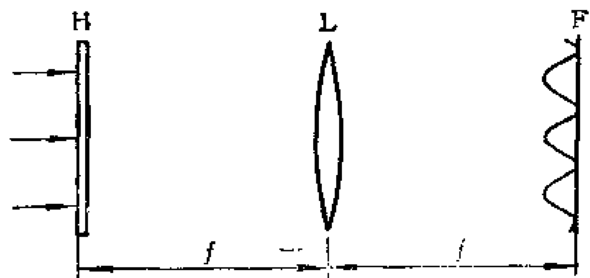


图 6-27 观察负片的频谱

如果两次曝光时间分别正比于 B_1 和 B_2，则负片在傅里叶平面的光强分布为：

$$I\propto|\tilde{D}(u,v|^2[B_1^2+B_1^2+2B_1B_2\cos(\pi v\xi_o)]\tag{6-571}$$

这时条纹对比度

$$\gamma=\frac{I_{\max}-I_{\min}}{I_{\max}+I_{\min}}=\frac{2B_1B_2}{B_1^2+B_2^2} \tag{6-572}$$

由（6-572）式可见，当 B_1 和 B_2 差别越大时，杨氏条纹对比度就越低。

如果进行 $N+1$次等时间曝光，每次曝光之间干板做同样的位移 ξ。则所得负片的傅里叶谱强度具有如下的形式：

$$I=|\tilde{D}(u,v)|^2\left\{\frac{\sin[(N+1)\pi u\xi_0]}{\sin(\pi u\xi_0)}\right\}^2 \tag{6-573}$$

当 N很大时，理论上干涉条纹亮线可以变得很细，而暗区变得很宽。但由于干板乳剂的动态范围所限，曝光次数一般不可能很大，故通常采用与二项式系数成比例的曝光时间。这时，若进行$N+1$ 次曝光，则傅里叶谱强度正比于 $\cos^{2N}(\pi u\xi_0)$，因而在 $N+1=7$ 时，条纹暗区就已变得很宽了。下表给出了常用的两种曝光选择方案。

表 6-5 曝光选择方案

曝光次数	干板移动量和曝光时间					谱光强调制因子
3	$-\xi_0$	0	ξ_0			$\cos^4(\pi u\xi_0)$
3	$B_{-1}=1$	$B_0=2$	$B_1=1$			$\cos^4(\pi u\xi_0)$
5	$-2\xi_0$	$-\xi_0$	0	ξ_0	$2\xi_0$	$\cos^8(\pi u\xi_0)$
5	$B_{-2}=1$	$B_{-1}=4$	$B_0=6$	$B_1=4$	$B_2=1$	$\cos^8(\pi u\xi_0)$

散斑干涉产生环状条纹 [11]

考虑图 6-28 所示的实验。毛玻璃 G 由单色点光源 S 照明，在距 G 为 l 处放置全息照相干板 H，相继进行两次等时间曝光。两次曝光之间干板作微量移动 δl。当 $\delta l\ll\frac{2\lambda}{\theta^2}$时，两次记录的散斑仅有一定标因子 $1-\frac{\delta l}{l}$ 的差别。适当处理之后，所得负片用准直激光束照明（图 6-29）。以距负片 L 处的 p 点为参考点，则负片上距中心 o 为 r 处两个散斑对应元素到 p 的光程差为：

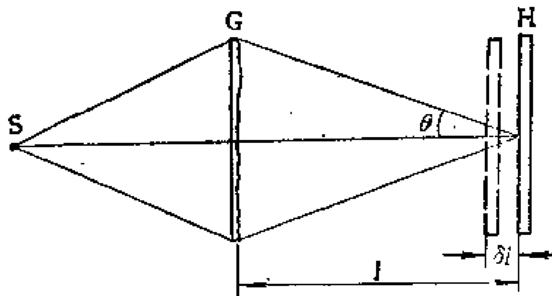


图 6-28 两次记录之间，干板沿轴向有一小的位移

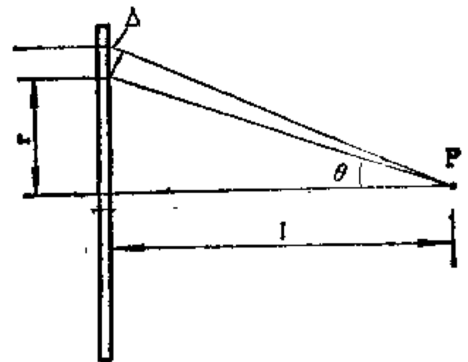


图 6-29 两个对应散斑元素的光程差

$$\triangle=r\frac{\delta l}{l}\theta=r^2\frac{\delta l}{lL} \tag{6-574}$$

如果在 p 处放置一个带小孔的不透明屏 E_1（图 6-30），则在 E_2 平面上的光强分布为：

$$I=I_0\cos^2\left(\pi\frac{\Delta}{\lambda}\right)=I_0\cos^2\left(m\frac{r^2}{\lambda}\right) \tag{6-575}$$

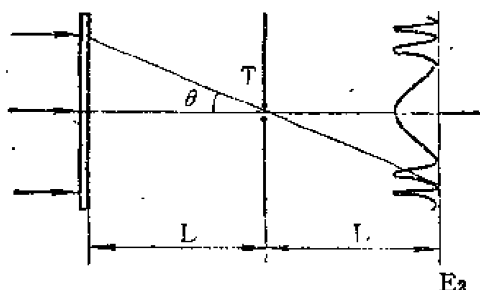


图6-30 在屏 E_2 上观察圆形干涉条纹

式中

$$m=\frac{\pi\delta l}{lL}=\text{常数} \tag{6-576}$$

由（6-575）式可见，干涉条纹为以光轴为心的同心圆。设记录和照明均使用同一波长 λ，则第 n 个亮环半径为：

$$r_n=\sqrt{\frac{n\lambda lL}{\delta l}} \tag{6-577}$$

五、散斑术在光学图像处理中的应用

利用散斑术得到多通道图象

（1）利用多次曝光技术，可使负片的傅里叶谱中亮线变得很细。因而可以把两张图片记录在同一干板上。在记录图象 a 和图象 b 时，干板移动量不同，因而两张图片频谱亮线的位置不同（图 6-31）。这样，人们能够取负片频谱中的不同亮线而分别得到图象 a 或图象 b [12]

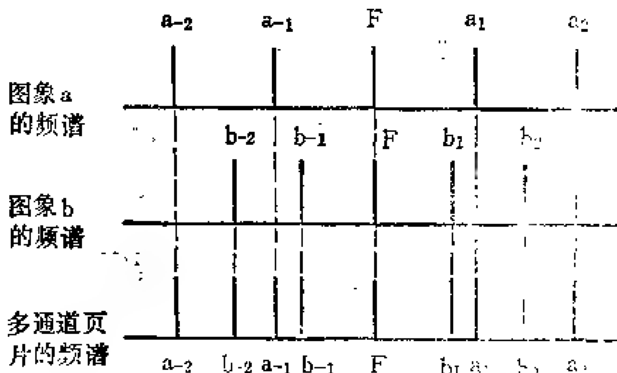


图6-31 利用多次曝光法获得多通道图象的原理

（2）利用定向散斑图也可以实现多通道图象。其原理可用图 6-32 来说明。在图片前置一漫射体，並用激光照明，经透镜 L 将物成象。注意，这里使用了一个狭缝放在透镜之后，由于狭缝的衍射作用，象面上散斑在垂直于狭缝方向上被拉长。

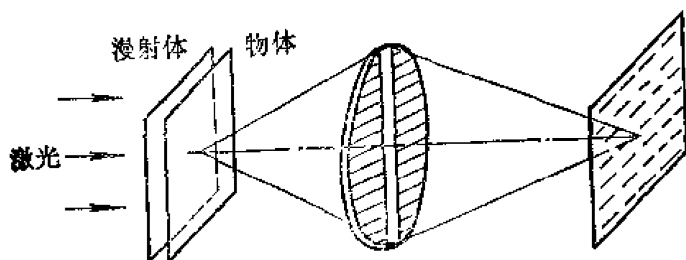


图 6-32 定向散斑图的记录

如果把不同的图象记录在同一干板上，在记录每个图象时要使狭缝具有不同的取向。这样就得到一个多通道负片。由于散斑的取向不同，在激光照明下其衍射方向也就不同，因而就可按需要分别把它们显示出来 [13]。

利用散斑术提取图象差异

散斑技术可以实现图象的加减运算（见第九节）。根据这一原理，可用来提取图象差异，还可以用于进行图象密码、破译、增强图象轮廓等多种光学处理。

六、散斑术用于测量微小位移和形变

物体移动前，作一次散斑记录，移动后在同一干板上作第二次记录。二次曝光记录法得到的负片包含了物体的位移信息，可通过以下两种观察方法来检测位移量。

逐点法 [14]

如图 6-33 所示，用细激光束照明负片，在足够远处用屏 E 接收衍射图样，于是观察到杨氏条纹。根据测得杨氏条纹的间距，按下式

$$x_0=\frac{z}{\Delta}\lambda \qquad (6\text{-}578)$$

推算出照明点对应的位移量，而由杨氏条纹的取向。可以判断该处位移的方向。当光束在负负片上扫描时，可以逐点得到各处的位移情况。图 6-34 给出了用转动圆盘实验的结果。由图中四个点对应的杨氏条纹照片可以看出，随 r 增大，条纹变密，反映位移量增大，从条纹取向可以看出，位移在各点的切线方向。

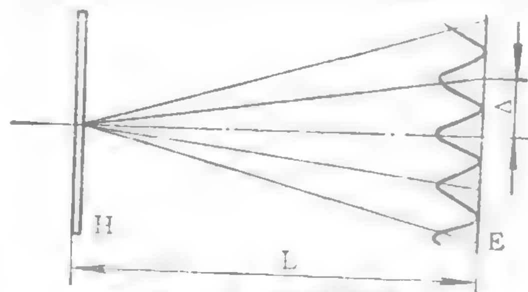


图 6-33　逐点法观察

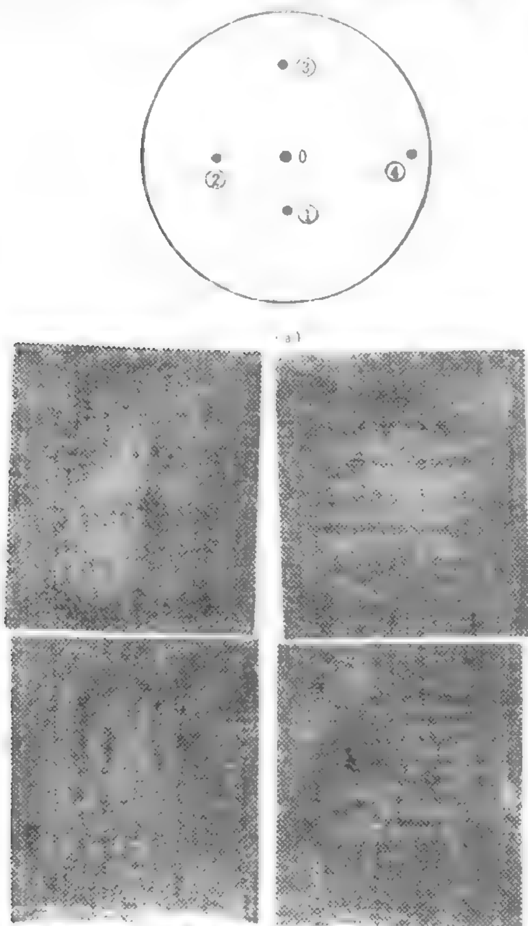


图 6-34　转动圆盘各处位移的检测

全场显示 [15]

位移量的检测也可利用图6-35所示的光路进行全场显示。在透镜L_1的后焦平面上放置有一个滤波小孔，当小孔位置坐标为(x_0, o)时，象面 E 上与位移量

$$x=m\lambda f/x_0M \qquad (6\text{-}579)$$

对应的区域是明亮的。式中 $m=o, \pm1, \pm2\cdots\cdots$；$M$为成象放大率。如果小孔位置可沿径向和角向随意调节，则可简便地分析物体上各点面内位移的分布情况。

显然，本节的方法同样适用于因形变造成的位移。

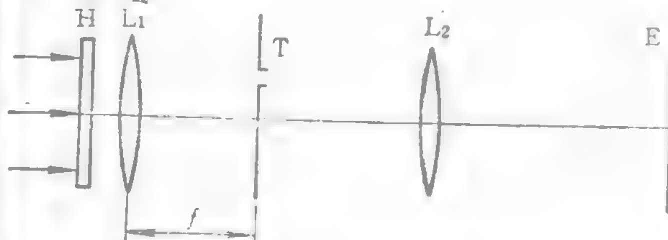


图 6-35　位移的全场显示

七、漫射体振动的研究

散斑方法很适合于物体振动的研究，有效振幅测量范围约在 10-100 微米，其精度与全息法相当。

横向振动 [16]

按图 6-36 所示光路，利用二次曝光法记录。第一次曝光物体不动，然后干板做微量位移，在物体振动条件下记录。两次记录时间相等。

在时间间隔 τ 内记录的振动散斑图样可表为

$$s(x,y)=\int_{-\frac{\tau}{2}}^{\frac{\tau}{2}}\delta\left[x-f(t),y\right]dt \qquad (6\text{-}580)$$

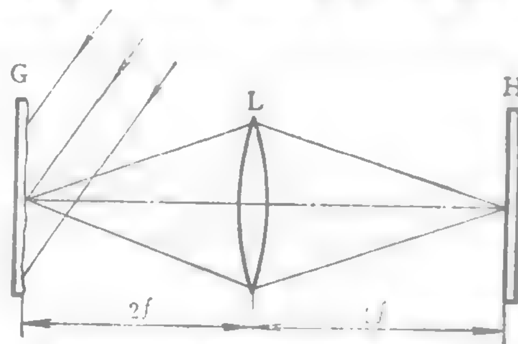


图 6-36　横向振动的研究

上式中已假定振动在 x 方向，振动规律为 $x=f(t)$。于是其傅里叶谱与下式成正比：

$$\tilde{S}(u,v)\int_{-\frac{\tau}{2}}^{\frac{\tau}{2}} e^{iku f(t)}dt \tag{6-581}$$

为简化计，设振动为简谐振动

$$f(t)=a\sin\omega t \tag{6-582}$$

从而（6-581）式中的积分可利用贝塞耳函数展开为：

$$J_0(kua)\int_{-\frac{\tau}{2}}^{\frac{\tau}{2}}dt+2\sum_{n=1}^{\infty}J_{2n}(kua)\int_{-\frac{\tau}{2}}^{\frac{\tau}{2}}\cos 2n\,\omega t\,dt$$

$$+2j\sum_{n=0}^{\infty}J_{2n+1}(kua)\int_{-\frac{\tau}{2}}^{\frac{\tau}{2}}\sin(2n+1)\omega t dt \tag{6-583}$$

如果曝光时间 $\tau\gg\frac{2\pi}{\omega}$，则(6-583)式后两项贡献为零。因而振动散斑的频谱被零阶贝塞耳函数所调制。当用点测法观测时，物体上的稳定部分，将产生高衬度的杨氏条纹；而振动部分杨氏条纹随干涉级次的增高按零阶贝塞耳函数衰减。由最亮线与减衰至零值的间隔即可确定出振动振幅。

轴向振动 [17]

在研究轴向振动时，可如图 6-37 所示的那样，用一个辅助漫射体产生的散斑来照明待测物体。这样可以克服散斑对轴向振动不敏感的缺点。

在这种记录条件之下，物体 A 上的稳定部分产生的散斑具有高的对比度，而振动区域产生的散斑对比度较小，甚至为零。利用滤波技术，便可得到感兴趣的信息。

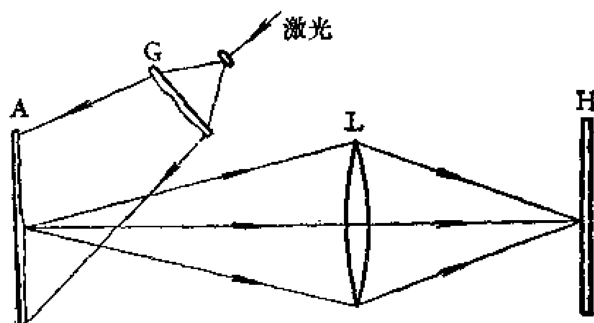


图 6-37 用一个辅助漫散射体照明

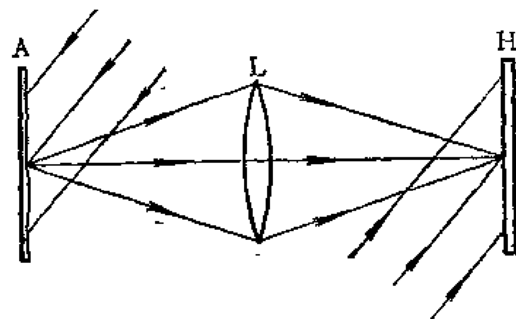


图 6-38 利用一束参考光记录

使用一个参考波 [18]

漫射体的振动也可以使用一个均匀的参考波来研究。用激光照明漫射体，经透将镜物体成象。利用分束镜从同一激光源分出另一束光投射到象面作为一个均匀的背景。象面上散斑象与参考波迭加並发生干涉。物体静态时作一次记录，然后让干板微量横向移动 x_0，在物体振动条件下作第二次曝光记录。这种方法得到的负片可直接在白光下观察。

漫射体绕轴振动 [19]

当漫射体的振动由取向变化而形成时，可用图 6-39 所示的原理图检测振动。

设漫射体A在位置 A_1 和 A_2 之间振动。在激光照明下，透镜 o 把 A 成象在 A'。现在把一个晶轴为45°的双折射板 Q 放在透镜之前。Q 前后各有一偏振片 P_1和P_2。由于 Q的作用，物

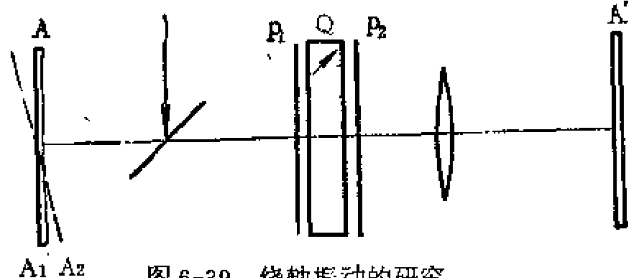


图 6-39 绕轴振动的研究

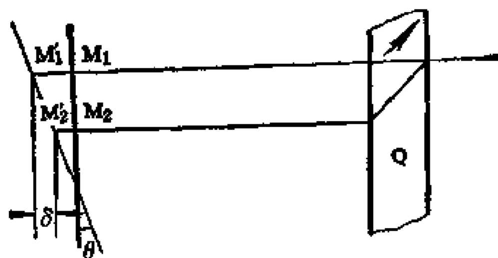


图 6-40 物体取向变化引起的程差改变

体上 M_1 与M_1'在象中重叠发生干涉（图 6-40）。它们之间的光程差，不仅由物上厚度变化引起，而且还要考虑到双折射板产生的程差 Δ_Q。当物体转过一个小角度 θ，可近似认为 M_1 移 M_2，而 M_1' 移到 M_2'，于是光程差增加 δ。程差 δ 的变化，引起象中散斑结构的变化。而物体不动的部分散斑不变。利用同前一样的二次曝光法记录。所得负片经过空间滤波，可消去不动部分而使物体上振动区域变成可见的。

八、表面粗糙度的检测

表面粗糙度的检测是检查工作是否符合设计要求的一件重要工作，但一直缺少一种可靠检测手段。近来利用激光散斑测量表面粗糙度的工作有很大进展。对于粗糙的金属表面，散斑方法能够给出统计参数。

根据条纹对比度确定粗糙度 [20]

图 6-41 为装置示意图。用激光束照射金属表面 S，在距 S 为 d 处放置干板记录散斑。然后让入射光束方向改变$\Delta\theta$，作第二次记录。当$\Delta\theta$小时，所得两个散斑图样是相同的，仅有一位移。若 $\Delta\theta$相当大时，两个散斑图样除有一位移外，结构上也有区别。这就是说，由于表面粗糙的影响，使得两散斑的相关性降低。于是所得负片的频谱中杨氏条纹对比度下降。如果用 σ 表示粗糙表面对平均表面的平均偏离，则条纹对比度 γ 与σ 之间有如下关系：

图 6-41 测量表面粗糙度的记录光路示意图

$$\gamma = exp\left[-\left(\frac{2\pi\sigma}{\lambda}\sin\theta\cdot\Delta\theta\right)^2\right] \tag{6-584}$$

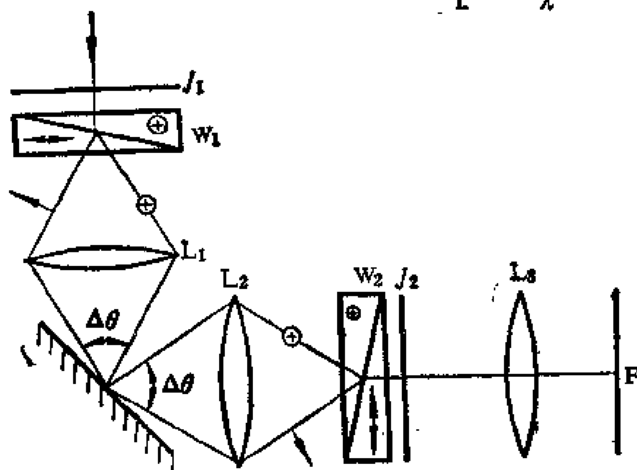


图 6-42 粗糙度的实时观测法

测量出对比度 γ，从而可求得表面粗糙度 σ 之值。

表面粗糙度的实时观测 [21]

可以利用图 6-42 所示的光路，对表面粗糙度进行实时观测。

渥拉斯顿棱镜 W_1 把入射光束分为两束，经透镜 L_1 投射到表面 S 上。再经透镜 L_2 以补偿的方式投射到渥拉斯顿棱镜 W_2 上。于是由 W_1 分开的两束正交偏振光，经 W_2 后又重新结合。若给 W_2 一个小的轴向位移，并在 W_2 后放置一个透镜

L_3，则在 L_3 的后焦平面上可观察到杨氏条纹。杨氏条纹的对比度服从如下关系：

$$\gamma = \frac{1}{2}\exp\left[-\left(\frac{2\sqrt{2}\pi\sigma}{\lambda}\sin\triangle\theta\right)^2\right] \tag{6-585}$$

在 F 平面面放置光电探测器可读出 γ 值，由上式即可确定出粗糙度 σ 之值。

部分相干光照明测定粗糙度 [22]

如果使用部分相干光照明漫射体，也能产生散斑分布，但散斑对比度较低。在一定范围内散斑对比度与表面粗糙度成线性关系。因此，可以用部分相干光照射漫射体，通过光电探测器测量散斑的对比度来确定表面粗糙度。

图 6-43 为实验原理光路。聚光器把光源 s 的象投射到小孔 T，经透镜 L 准直后照明漫射体 G，透镜 o_1 和 o_2 把 G 成象在光电探测器 R 上。p 之前有一带孔屏 G'，孔较散斑颗粒小。光阑 p 位于透镜 o_2 的前焦平面上，它可以控制探测器上散斑颗粒的大小。当探测器在象面上移动时，即可测出散斑颗粒的强度分布。

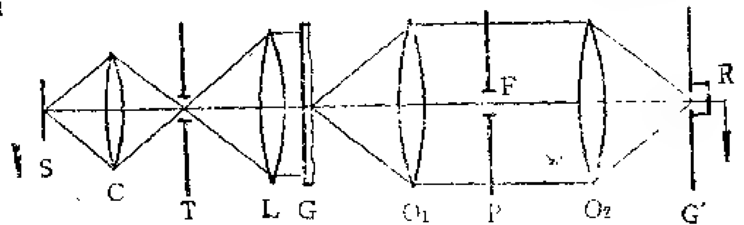


图 6-43 使用部分相干光测量表面粗糙度

定义平面 G 处的空间相干度为：

$$\rho = \frac{1.22}{2a}\lambda f \tag{6-586}$$

式中 a——孔径 T 的半径；

f——透镜 L 的焦距；

λ——光的波长；

对于一个给定的 ρ 值，散斑对比度是表面粗糙度的函数。图 6-44 表示了 γ 与 σ 之间的线性关系。图中 γ 表示散斑的对比度，它的定义为：

$$\gamma = \frac{\sqrt{\langle(\triangle I)^2\rangle}}{\langle I\rangle} \tag{6-587}$$

式中 $\triangle I$ —— 所测得的强度变化

对于毛玻璃漫射体，当 $\rho_1 = 444$ 微米时 σ 在 0～0.3 微米；当 $\rho_2 = 14$ 微米时，σ 在 0～0.5 微米；当 $\rho_3 = 5$ 微米时，σ 在 0～1.5 微米；而当 $\rho_4 = 3$ 微米时，ρ 在 0～3 微米之间，γ 与 成线性关系。

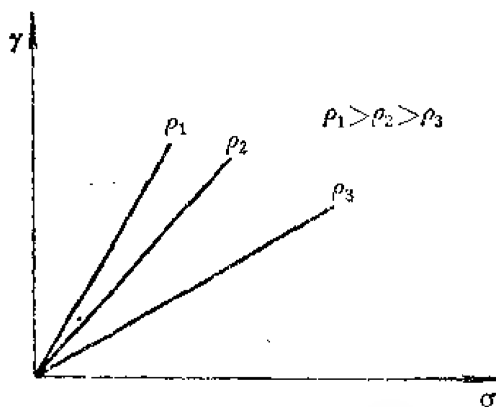


图 6-44 散斑对比度与粗糙度的关系

九、散斑与天文学

在理想条件下，星体在望远镜焦点处的象，原则上就是望远镜光瞳的衍射图样，如果星体的表观直径与望远镜光瞳的衍射图样的直径相比非常之小，则这个星体是不可分辨的。如果星的表观直径与望远镜光瞳衍射图样的直径相比不是很小的，那末这个星是可分辨的。

由于大气中扰动的存在，使各处折射率发生无规则变化。从而到达望远镜的波前，一般不是平面波，而是一种随时间变化着的无规则分布的波前。

如果用高灵敏度感光介质，在极短时间内曝光记录，可以认为波前在这个时隔内还来不及变化。于是在星体不可分辨的情况下，得到的负片是一个散斑图 s。在星体可分辨的情

形，我们得到的就是散斑图样 s 与星体象 A 的卷积 $s*A$。

由于上述原因，散斑技术可用来研究一些重要的天文信息。

双星的研究 [23]

从双星发出的光到达望远镜时，本来可视为来自两个不同方向的平行光，因而应在镜头焦点附近产生两个衍射图样。但由于大气扰动的影响，得到的是两个错位的同结构散斑图样，若在镜头前加滤色片，並采用极短的曝光时间记录，所得负片的频谱为杨氏条纹。设两星体光强之比为 m，条纹对比度为

$$\gamma=\frac{2m}{1+m} \tag{6-588}$$

条纹角距离为

$$\triangle\theta=\lambda/\xi_0 \tag{6-589}$$

式中　ξ_0——散斑图的错位量，它等于 αf。

于是可求得：

$$\alpha=\frac{\lambda}{\triangle\theta\cdot f} \tag{6-590}$$

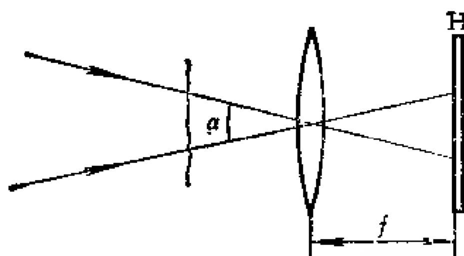


图 6-45　双星视张角的测量

上述原理可参看图 6-45。拉贝里根据这个原理，通过多次实验，能确定出绕质量中心运动的各组分的相对位移。结合光谱学资料，就可计算出轨道形状和两星体各自的质量。

测量星体表观直径的拉贝里方法 [24]

本世纪七十年代以前，有关星体表观直径的科学资料尚不多见。拉贝里在1970年提出，通过对星体产生的散斑图进行频谱分析来测定星的表观直径的思想。使这个问题向前跨出了决定性的一步。

拉贝里方法的要点在于，底板上记录的散斑图样为 $s*A$。将此负片放在傅里叶透镜的前焦平面上时，可在后焦平面记录下 $|\tilde{s}|^2|\tilde{A}|^2$。这里 $\tilde{s}$、$\tilde{A}$ 分别为 s 和 A 的傅里叶变换。如果我们把不同时刻记录的许多负片的频谱迭加起来，就得到 $\langle|\tilde{s}|^2\rangle|\tilde{A}|^2$。而 $\langle|\tilde{s}|^2\rangle$ 可通过对一个不可分辨的星的测量求得，从而可以最终求出 $|\tilde{A}|^2$。设星的几何象为一均匀圆盘，按衍射理论它就是一个艾利斑。其半径等于盘的半径。我们用 f_l 表示傅里叶透镜的焦距，而用 f_t 表示望远镜头的焦距，θ 表示星的表观直径，λ 为滤色片波长，则 s 的半径为：

$$\varepsilon=\frac{1.22\lambda}{\theta}\cdot\frac{f_l}{f_t} \tag{6-591}$$

由此可推算出星的表观直径 θ。拉贝里用这种方法对100多个星体进行过测量，精度达到0.01″。

使用多个望远镜测量星的表观直径 [25]

上小段方法的分辨率受到望远镜光瞳的限制。而要进一步增大天文望远镜的光瞳有相当多的困难。拉贝里把自己的方法推广到使用两个相隔一定距离的望远镜联合测量。这样一来，分辨率取决于两望远镜之间的距离，这相当于把一个望远镜的孔径增加了许多倍。

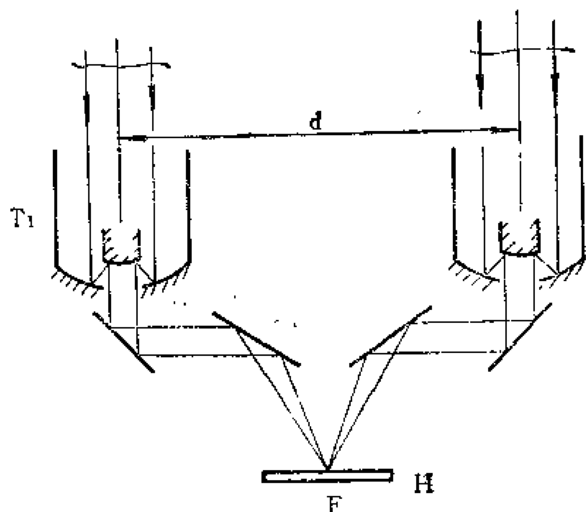


图 6-46　用两个望远镜记录散斑

图 6-46 表示这种方法的原理光路图，记录

干板 H 置于两望远镜共同的焦点处，两条光路是对称的。由于从两个望远镜来的光之间的干涉，记录的散斑颗粒被平直条纹调制。设 f 为望远镜的焦距，d 为两望远镜轴线之间的距离，λ 为滤色波长，则这些平直条纹的间距为 $\lambda f/d$，其它运算处理与上小段方法一样。但由于现在散斑中包含着条纹，当 d 大时，条纹非常细密，因而可以得到很高的分辨。当前的技术水平，允许达到10^{-4}″的分辨。

这种方法可以推广到使用多个透镜形成阵列的情况。

十、人工散斑

随着散斑技术向实用阶段发展，人们希望能在记录过程中不用激光。这种努力已取得了一定的进展。这方面的工作可归纳为以下三种情形。

(1)用人工方法在物体中造成随机分布的明暗相间的颗粒。例如用透明细粒与不透明细粒掺混的染料涂在物体表面，或用特殊的杂质扩散在透明体中都能作到这一点。这种情况下，一般采用象平面记录，只要透镜具有足够的分辨率，在象平面就可观察到一群亮斑，其行为与真正的激光散斑相似 [16]。

(2)利用一个具有随机强度透射率的掩膜来调制图象。例如可以先记录一块毛玻璃的散斑图，经显影、定影处理之后所得负片就是一个很好的散斑掩膜。利用这种调制方法，可通过照相，对不能接近的景物进行调制。当然在调制对象为透明片时，可以把散斑掩膜与透明片及记录胶片迭置起来曝光 [27, 28]。

(3)在某些情况下，物体本身具有一种足够精细的随机结构，它可以直接起到散斑颗粒的作用。例如砂滩、草木、石堆、森林等，从飞机上看时就是如此。这时可不必再用其它方法去调制象 [29]。

第九节　光学信息处理

光学信息处理是近十几年来极为引人注目的课题，在理论上和实际应用上都具有重要地位。

所谓光学信息处理，一般是指用光学方法处理光学信息。光学信息处理的主要对象是光学图象，如侦察照片、X 射线照片、电视图象、电子显微镜照片，雷达和声纳图及地震数据等。光学信息处理可视为对光学信息施行某一种运算或变换，以便对感兴趣的信息进行抽取、编码、存贮、增强、识别、恢复等等。

光学信息处理从使用的光源分，有相干与非相干的不同；从系统的输出和输入的关系来看，又有线性与非线性、空间变与空间不变的区别。早期的处理方法是用线性、空间不变系统，以后又有非线性空间不变系统，近年来空间变处理系统也有所发展。光学一数字处理相结合的混合处理系统的出现也受到人们的普遍注意。鉴于篇幅所限，本节对空间变处理与混合处理未做讨论，有兴趣的读者可查阅有关文献。

一、阿贝成象理论和阿贝-波特实验

阿贝成象理论[30]和阿贝一波特实验[31]，虽然早在 1873 年和 1906 年已分别完成，但是这些工作可认为是今日信息光学中广泛应用傅里叶变换的开端。

阿贝成象理论

阿贝的显微镜成象理论，不仅用傅里叶变换阐述了显微镜成象的机理，更重要的是首次引入频谱的概念和二次衍射成象的概念。

按照阿贝的理论，可以把物体看成一个光栅，因此，在确定象平面上每一特定点的复数光扰动时，不仅要考虑物镜孔径的每一面元，而且要考虑物体的每一面元。在阿贝理论中，首先考虑物体的衍射，再考虑孔径的衍射。

考虑一个类光栅物体，把它放在图 6-47 所示的显微镜物镜成象系统的物平面 P_1 上，用平行相干光垂直照明。光波被物体衍射，在物镜的后焦面 P_2 上形成物体的夫朗和费衍射图样，称为物体的傅里叶频谱。这个图样中各极大位置用……，S_{-2}，S_{-1}，S_0，S_1，S_2，……表示。焦平面上的每一个点都可以看作一个相干的次级扰动中心，由这些次波源发出的光波将在象平面互相叠加，形成物体的象。为得到与物体完全相似的象，必须使物体的全部频谱都参与成象；由于物镜的孔径有限，严格地讲这是不可能的。然而，只要孔径足够大，就可以得到一个和物体相似的象。

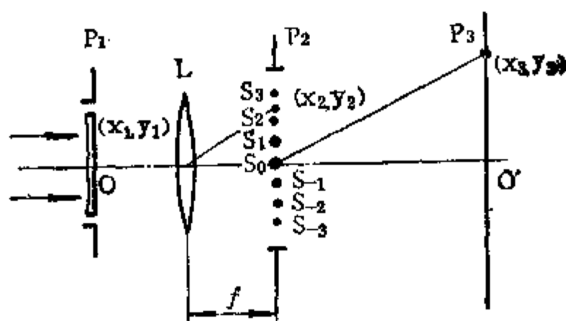


图 6-47 阿贝成象理论示意图（相干光照明）

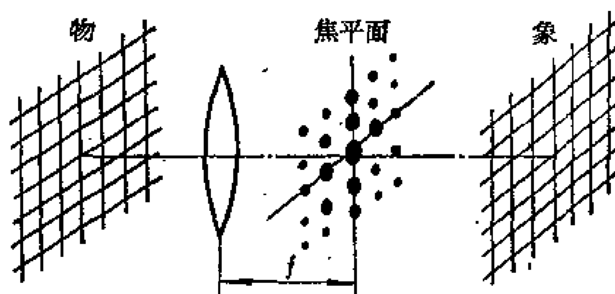


图 6-48 阿贝-波特实验

阿贝-波特实验

这个历史上著名实验的一般作法如图 6-48 所示。用平行激光束照明一细丝网格，则在透镜的后焦面上呈现出网格的傅里叶频谱；由多个傅里叶频谱分量的再组合，在象平面上得到网格的象。当用诸如狭缝、直条、小圆孔和小圆盘等栏截物放在频谱平面上，就能以各种不同的方式改变参与综合成象的频谱。这些栏截物统称为空间滤波器。

图 6-49（a）为一个网格频谱的照片，由此未加任何修饰的频谱的再组合而给出的网格的象如图 6-51（b）所示。

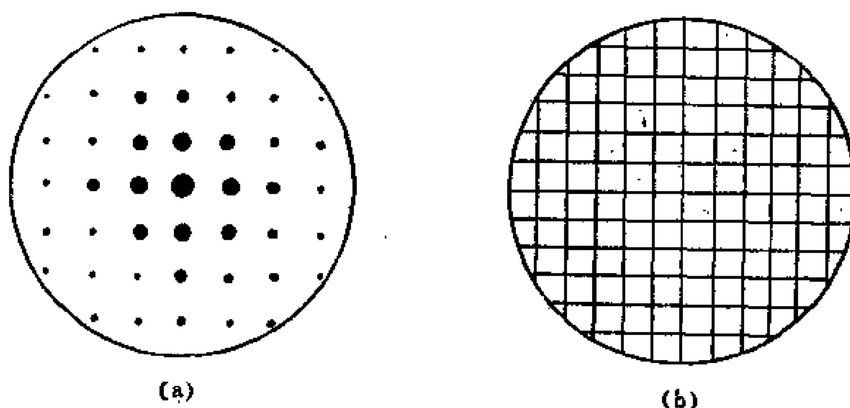


图 6-49 一个网格的频谱（a）和象（b）

图6-50（a）为使用一个水平狭缝时透射的频谱，对应的象如图6-50（b）所示，它只包含网格的垂直结构。当把狭缝旋转90°成垂直狭缝时，透射的频谱如图6-50（c）所示，相应的象只有水平结构，如图6-50（d）所示。

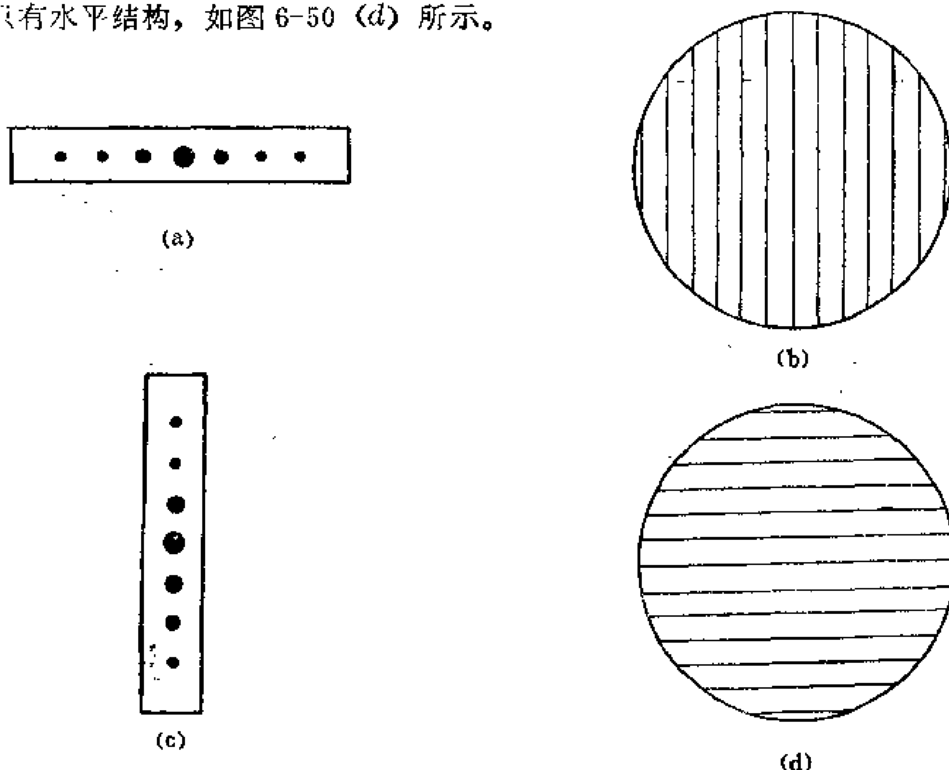


图6-50　水平狭缝透射的频谱(a)和相应的象(b)，垂直狭缝透射的频谱（c）和相应的象（d）

若在频谱平面上放上一个可变光圈，使其圆孔由小逐渐变大，就可以看到网格的象是怎样由傅里叶分量一步步地综合出来的。此外，如果去掉光圈，换上一个小圆盘挡住零级频谱，则会看到网格的对比度反转——象中透明与不透明部分的位置与物体正好相反。

由这一简单的实验，除了可对成象机理和傅里叶分析有一个明确的概念之外，还会对空间滤波器的作用得到直观的认识。

二、相干光学处理系统

常用的相干光学处理系统如图6-51所示。由相干点光源S发出的单色球面波经透镜L_c准直为平面波，垂直入射在输入平面P_1上。P_1平面与第一个傅里叶变换透镜L_1的前焦面重合。平面波经位于P_1平面上的物体衍射、再经L_1变换后，在L_1的后焦面P_2上形成物函

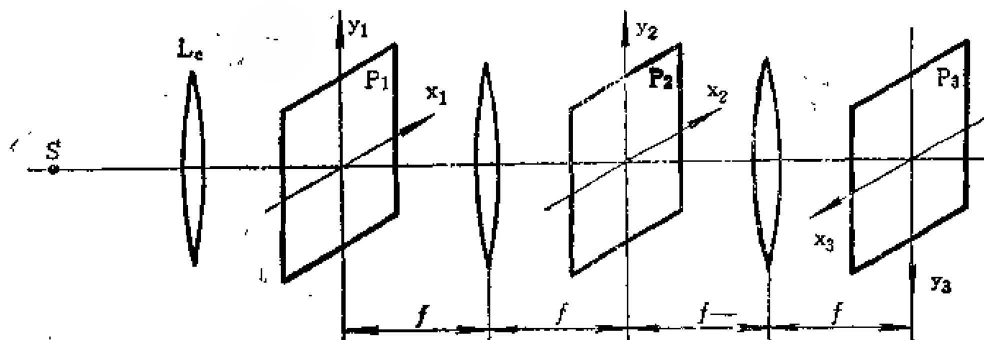


图6-51　常用的相干光学处理系统

数的傅里叶频谱。在 P_2 平面上放置空间滤波器，借以改变物体的频谱。改变了的频谱经第二个傅里叶变换透镜 L_2 在输出平面 P_3 上成象。这一操作过程称为空间频率滤波。

假定输入物体的复振幅透射率是 $g(x_1, y_1)$，入射在 P_2 平面上的复数扰动是它的傅里叶变换

$$G(\nu_x, \nu_y) = \mathscr{F}[g(x_1, y_1)] \tag{6-592}$$

式中

ν_x，ν_y——空间频率；

而

$$\nu_x = x_2/\lambda f \qquad \nu_y = y_2/\lambda f \tag{6-593}$$

式中　x_2，y_2——频谱平面的坐标；

λ——使用的相干光波长；

f——傅里叶变换透镜的焦距；

如果空间滤波器的复振幅透射率是 $H(\nu_x, \nu_y)$，在输出平面 P_3 上的光分布应当是：

$$\mathscr{F}^{-1}[G(\nu_x, \nu_y)\cdot H(\nu_x, \nu_y)] = g(x_3, y_3) * h(x_3, y_3) \tag{6-594}$$

其中 $*$ 是卷积运算符号，

$$h(x, y) = \mathscr{F}^{-1}[H(\nu_x, \nu_y)] \tag{6-595}$$

是滤波器的脉冲响应。

(6-594) 式是相干光学处理的基本方程，它告诉我们：只要我们选用适当的滤波器，就可以按照需要对输入数据进行处理，得到所需要的输出。

相干光学处理的主要工作是滤波器的选择和制造。

三、空间滤波器的分类

空间滤波器依其对空间频谱的作用不同而有多种类型，常用的有以下几种：

二元滤波器

这种滤波器的复振幅透射率是零或1。根据二元滤波器所作用的频率区间，又可细分为：

(1) 低通滤波器

这种滤波器只允许位于频谱面中心的低频分量通过，如图 6-52(*a*) 所示。使用低通滤波器可除去高频噪声和图象的周期性结构。

(2) 高通滤波器

这种滤波器是一个不透明的小圆盘（如图 6-52 (*b*) 所示），用以滤去物体的低频分量，实现图象的衬度反转或边缘轮廓增强。

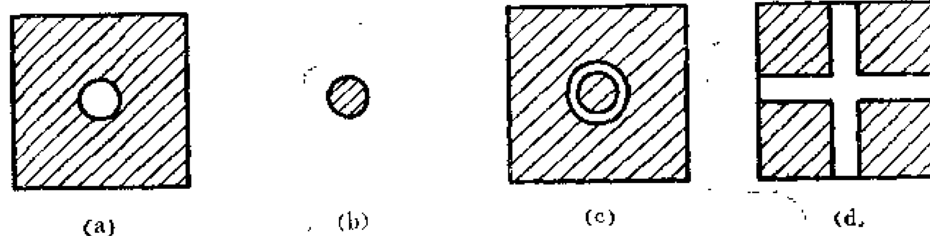


图 6-52　二元波器。

(a)低通滤波器；(b)高通滤波器；(c)带通滤波器；(d)方向滤波器

(3) 带通滤波器

如图 6-52 (*c*) 所示；它只允许通过物体的位于特定区间的频率分量，以除去包围规则物体的无规噪声。

(4) 方向滤波器

如图 6-52 (*d*) 所示，实际上它是在一定方向上阻挡（或允许通过）频谱分量的光阑，用以突出图象的某些特征。这种滤波器已用于检查微型集成电路板的疵病。

振幅滤波器

这种滤波器具有连续变化的透射率，而对频谱分布不引入任何位相变化。记录了一定的光场分布的胶片，浸在液门之中，就可以用于特定的振幅滤波的目的。

位相滤波器

这种滤波器只改变频谱的位相；它在相衬显微镜和处理综合孔径雷达数据中得到了卓越的应用[32]。

复数滤波器

这种滤波器可同时改变频谱的振幅和位相，应用很广，但难以制造。1963 年有人提出了用全息法来制造复数滤波器[33]，有力地推动了光学信息处理的发展。

四、相衬显微术[34]

相衬显微术是 1935 年由泽尼克提出的，是光学信息处理的早期成果。

对于诸如生物细胞一类的弱位相物体，其复振幅透射率可表示为：

$$t(x, y)=exp[j\varphi(x, y)] \tag{6-596}$$

这类物体用普通显微镜难以观察。相衬法是把物体的位相分布转变为强度分布与衬度分布的方法，特别适用于观察这类物体。

若 $|\varphi(x, y)|$ 远小于 1 弧度，有

$$t(x, y)\approx 1+j\varphi(x, y) \tag{6-597}$$

把物体置于显微镜物镜的物平面上，其后焦面上的复振幅分布为

$$T(\nu_x, \nu_y)=\mathscr{F}[t(x, y)]=\delta(\nu_x, \nu_y)+j\Phi(\nu_x, \nu_y) \tag{6-598}$$

式中 $\Phi(\nu_x, \nu_y)=\mathscr{F}[\varphi(x, y)]$

在物镜的后焦面上加上一个只对零级频谱起作用、衰减系数为 a、位相延迟为 $\pm\frac{\pi}{2}$ 的空间滤波器，可得到参与成象的频谱为：

$$T^M(\nu_x, \nu_y)=i[\pm a\delta(\nu_x, \nu_y)+\Phi(\nu_x, \nu_y)] \tag{6-599}$$

为了讨论方便，假定放大系数为 1，则象平面上的强度分布为

$$\begin{aligned} I(x, y) &= |\mathscr{F}^{-1}[T^M(\nu_x, \nu_y)]|^2 \\ &= a^2\pm 2a\varphi(x, y) \end{aligned} \tag{6-600}$$

这里我们舍去了 $\varphi^2(x, y)$。上式表明象的强度分布与物体的位相分布成线性关系。

定义象的衬度为：

$$C=\frac{(x, y)\text{点的强度}-\text{背景强度}}{\text{背景强度}} \tag{6-601}$$

可得：

$$C=\pm 2\varphi(x, y)/a \tag{6-602}$$

可见，物体的位相分布转变成了象的衬度分布，而且选取小的α，可以提高象的衬度。在(6-602)式中，正号表示正相衬，负号表示负相衬，正、负号的选取决定于零级频谱的位相延迟是$+\frac{\pi}{2}$或$-\frac{\pi}{2}$。

五、线性空间不变处理

现在我们举例说明使用复数滤波器进行的空间不变处理。

图象相减

图象相减是求两张照片差别的运算，它在军事、医学及各项科学技术中用来研究物体的变化。

(1) 使用正弦光栅实现图象相减[35]

由于全息光栅简单易作，所以我们采用全息正弦光栅作空间滤波器进行图象相减。设光栅的空间频率为ν_0，放在图 6-51 所示的相干光学处理系统的滤波平面P_2上，其复振幅透射率为

$$H(x_2,\ y_2)=1+\sin 2\pi\nu_0 x_2 \tag{6-603}$$

在输入平面P_1上与y_1轴对称放置两个透明片A和B，中心距离为$2b$，且

$$b=\lambda f\nu_0 \tag{6-604}$$

物平面上的复振幅分布为

$$u_1(x_1,\ y_1)=g_1(x_1-b,y_1)+g_2(x_1+b,y_1) \tag{6-605}$$

其中g_1和g_2分别为透明片A和B的振幅透射率。入射在光栅上的复振幅分布为：

$$\mathscr{F}[u_1(x_1\ \ y_1)]=G_1(\nu_x,\nu_y)\exp(-2\pi j\nu_x b)+G_2(\nu_x,\nu_y)\exp(2\pi j\nu_x b) \tag{6-606}$$

式中　$G_1=\mathscr{F}[g_1]$；

$G_2=\mathscr{F}[g_2]$；

通过光栅的复振幅为：

$$\mathscr{F}[u_1]\cdot H(\nu_x,\nu_y)$$
$$=\frac{1}{2j}[G_1(\nu_x,\nu_y)-G_2(\nu_x,\nu_y)]+\text{其余四项} \tag{6-607}$$

在输出平面p_3上得到如下光扰动：

$$\mathscr{F}^{-1}\{\mathscr{F}[u_1]\cdot H(\nu_x,\nu_y)\}$$
$$=\frac{1}{2j}[g_1(x_3\ \ y_3)-g_2(x_3,y_3)]+\text{其余四项} \tag{6-608}$$

上式表明，在系统的光轴附近，输出平面上得到二图象振幅透射率之差。

(2) 利用散斑照相术实现图象相减[36]

激光自散射体的表面漫反射或通过一个透明散射体时，在散射体的表面或附近的空间中，可以观察到并能记录下来一种随机分布的明暗结构，称为激光散斑。激光散斑可以用于光学信息处理，图象相减是其中有代表性的一例。

在图 6-53 所示的记录装置中，先后把透明片A和B与毛玻璃D贴紧，注意要使A和B的相同部分对准。用平行相干光照明，干板H所在平面与物体互为共轭。先用物体A、

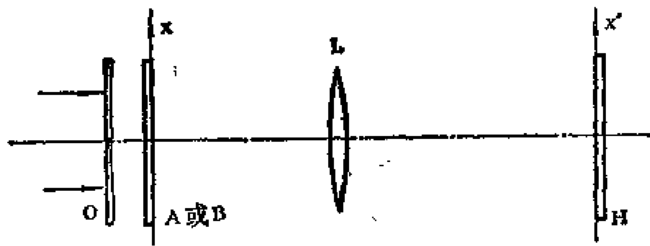


图 6-53　用散斑照相术进行图象相减的记录装置

再用物体 B 在 H 上做两次曝光，两次曝光之间干板 H 沿 X' 方向移动一微小距离 b，b 的大小与散斑尺寸和处理系统变换透镜的焦距 f 有关，要使两次曝光的散斑颗粒可以分开，且使处理系统频谱面上的杨氏条纹间距适当。曝光后的干板经处理后，其振幅透射率应位于 t-E 曲线的线性区域。

光学处理过程仍使用图6-51所示的系统，把 H 置于物平面 P_1 上，物面上的复振幅分布

$$u_1(x_1,y_1)\propto g_1(x_1,y_1)\cdot s(x_1,y_1)+g_2(x_1-b,y_1)\cdot s(x_1-b,y_2) \qquad (6\text{-}609)$$

式中　g_1——透明片 A 的强度透射率；

g_2——透明片 B 的强度透射率；

s——干板面上散斑的无规强度分布。

令 $g_1-g_2=c$，上式可以写成

$$u_1(x_1,y_1)\propto(g_2\cdot s)*[\delta(x_1y_1)+\delta(x_1-b,y_1)]+(c\cdot s)*\delta(x_1y_1) \qquad (6\text{-}610)$$

或对称的形式

$$u_1(x_1,y_1)\propto(g_2s)*\left[\delta\left(x_1+\frac{b}{2},\ y_1\right)+\delta\left(x_1-\frac{b}{2},\ y_1\right)\right]+(c\cdot s)*\delta\left(x_1+\frac{b}{2},\ y_1\right) \qquad (6\text{-}611)$$

频谱面上的复振幅分布是

$$\mathscr{F}[u_1(x_1y_1)]\propto 2(G_2*S]\cos(\pi\nu_xb)+(C*S)\exp(+j\pi\nu_xb) \qquad (6\text{-}612)$$

式中　G_2——g_2 的傅里叶变换；

C——c 的傅里叶变换；

S——s 的傅里叶变换。

在频谱上，可以观察到大大扩散开的频谱分布，并受到杨氏条纹的调制。使用一个狭缝滤波器，狭缝中心位于杨氏条纹的暗区，只有（6-612）式的第二项通过，于是在输出平面上得到

$$\begin{aligned}u_3(x_3,\ y_3)&\propto(c\cdot s)*\delta\left(x_3+\frac{b}{2},\ y_3\right)\\&=[(g_1-g_2)\cdot s]*\delta\left(x_3+\frac{b}{2},\ y_3\right)\end{aligned} \qquad (6\text{-}613)$$

由上式可以看出，输出平面上显示出了两张照片的差异，并受到散斑的调制。一般来说，散斑颗粒足够细，对象质影响不大。

在用散斑照相术实现图象相减的过程中，为了突出差异，提高亮度，可采用三次曝光或五次曝光，使所得到的杨氏条纹暗纹加宽，以便使用宽度较大的狭缝，得到更好的相减效果。

象边缘增强[37]

使用正弦复合光栅作空间滤波器，对图象的振幅透射率进行微分运算，可使图象的边缘增强，以便观察和识别。

我们采用全息复合光栅作为滤波器。对于一阶偏微商，可以在一张全息干板上记录两个

频率稍有不同的正弦光栅，放在相干处理系统的滤波平面上，让二光栅形成的莫尔条纹的暗纹与 y_2 轴重合，其滤波函数应为：

$$H(x_2, y_2) = 1 + \frac{1}{2}\{\cos[2\pi(\nu_0+\varepsilon)x_2] - \cos(2\pi\nu_0 x_2)\} \quad (6\text{-}614)$$

式中 ν_0——光栅的空间频率；

ε——二光栅空间频率之差。

复合光栅的脉冲响应是

$$h(x_3, y_3) = \frac{1}{4}\{\delta[x_3 + (\nu_0+\varepsilon)\lambda f, y_3] - \delta(x_3 + \nu_0\lambda f, y_3)\} + \text{其它三项} \quad (6\text{-}615)$$

当把振幅透射率为 $g(x, y)$ 的透明片放在图 6-51 的 p_1 平面时，在 p_3 平面上的复振幅分布必为：

$$u_3(x_3\ y_3) = g[x_3 + (\nu_0+\varepsilon)\lambda f, y_3] - g(x_3 + \nu_0\lambda f, y_3) + \text{其它三项} \quad (6\text{-}616)$$

当 ε 足够小时，

$$u_3(x_3, y_3) \propto \left.\frac{\partial g(x_3, y_3)}{\partial x_3}\right|_{x_3 = -\nu_0\lambda f} \quad (6\text{-}617)$$

这正是所需要的结果表示式。

实现光学图象微分也可以采用计算机制造的空间滤波器[38]。

特征识别

用全息图作匹配滤波器，从给定的输入中检测某一特定的信息是否存在（及其存在的位置），称为特征识别。特征识别广泛地应用于指纹鉴别，空间飞行物探测和字符识别中，它是光学信息处理的一个重要课题。

（1）匹配滤波器[39]

如果一个空间滤波器的振幅透射率 $H(\nu_x, \nu_y)$ 和输入信号 $g(x, y)$ 的频谱 $G(\nu_x, \nu_y)$ 共轭，即

$$H(\nu_x, \nu_y) = G^*(\nu_x, \nu_y) \quad (6\text{-}618)$$

则这种滤波器称为匹配滤波器。

由定义可知，在使用匹配滤波器时，滤波器后面的光场分布为 G^*G，这个量完全是一个实数，也就是说光波的位相为常数，成为平面波。于是在相干处理系统的输出平面上将得到一个亮点。如果滤波器与输入信号不匹配，则得到一个弥散斑。

制作匹配滤波器的装置如图 6-54 所示，实质上它是拍摄一个参考函数 $h(x, y)$ 的傅里

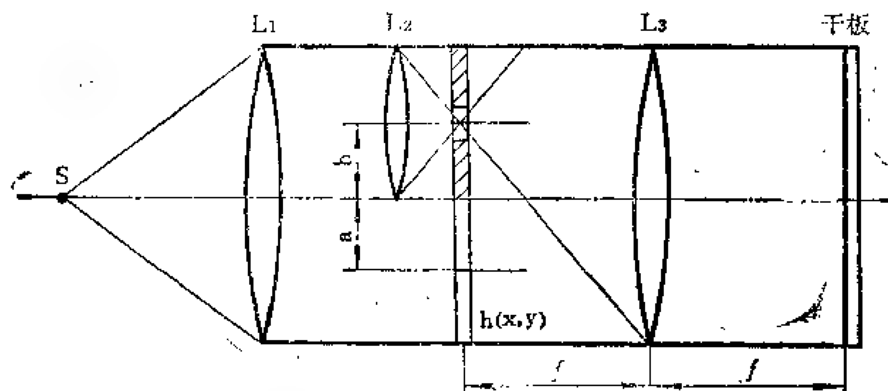


图 6-54 制作匹配滤波器的装置

叶变换全息图的光路。用这种方法制造匹配滤波器称为范德卢格特技术。在线性记录的条件下，曝光处理后的干板的振幅透射率中的相关项为

$$T_H(\nu_x,\ \nu_y)=H^*(\nu_x,\ \nu_y)\exp(-2\pi j\nu_x b) \tag{6-619}$$

式中 $H=\mathscr{F}[h]$

b——参考点源的离轴距离。

在（6-619）式中，我们略去了不感兴趣的其他项及常系数。

（2）特征识别举例

假定已制备了参考函数 $h(x,\ y)$ 的匹配滤波器，其振幅透射率由（6-619）式所示。把它放在图 6-51 所示的相干处理系统的 P_2 平面上。若系统的输入信号为

$$u_1(x_1,\ y_1)=\sum_{i=1}^{N}h(x_1-x_i,\ y_1-y_i)+s(x_1,\ y_1) \tag{6-620}$$

即输入中包含 N 个位置处于 $(x_i,\ y_i)$ $(i=1,\ 2,\ \cdots\cdots,\ N)$ 的参考函数，$s(x_1,\ y_1)$ 是输入的其余部分。仍用记录匹配滤波器时使用的波长为 λ 的相干光照明，输出平面上将出现

$$u_3(x_3,\ y_3)\propto\sum_{i=1}^{N}[h(x_3,\ y_3)*h(x_3,\ y_3)]*\delta[x_3-(x_i+b),y_3-y_i] \tag{6-621}$$

的光场分布，其中

$$h*h=\iint_{-\infty}^{\infty}h^*(\alpha-x,\ \beta-y)h(\alpha,\ \beta)d\alpha d\beta \tag{6-622}$$

由于高度相关的结果，在输出平面上将出现 N 个亮点，表明输入信号中存在 N 个参考信号，亮点的位置表示出了参考信号在输入信号中的相应位置；而输出平面上相应于 $s(x,\ y)$ 的位置上只出现弥散斑。

这里有必要指出，相干光学匹配滤波用于特征识别，输出相关峰值和信噪比对参考信号与输入信号之间的比例变化、相对转动都颇为敏感，对匹配滤波器的定位要求也很严格。为克服这些缺陷，已经研制出了多种类型的特征识别系统。特征识别的其它装置及应用，可参考有关文献。

逆滤波器消模糊

一张照片可能由于多种原因而变模糊。用逆滤波器处理，恢复为清晰的象，称为消模糊。

假设造成模糊象的点扩散函数为 $h(x,y)$，原来的物光强分布 $g(x,y)$，则模糊象的光强分布为

$$f(x,y)=g(x,y)*h(x,y) \tag{6-623}$$

消模糊是解卷积的过程。当模糊胶片置于图 6-51 所示的相干处理系统的输入平面并用相干光照明时，变换平面上的光振幅分布是：

$$F(\nu_x,\nu_y)=G(\nu_x,\nu_y)\cdot H(\nu_x,\nu_y) \tag{6-624}$$

则

$$G(\nu_x,\nu_y)=F(\nu_x,\nu_y)[1/H(\nu_x,\nu_y)] \tag{6-625}$$

式中 F——f 的傅里叶变换；

G——g 的傅里叶变换；

H——h 的傅里叶变换。

由此可见，只要在滤波平面上放置一个$[1/H(\nu_x,\nu_y)]$的滤波器，就可以在输出平面上得到清晰的消模糊象。这种滤波器称为逆滤波器。

逆滤波器的制作过程可分两部分[40]，一部分是H^*滤波器的制作，另一部分是$[1/H^*H]$滤波器的制作，使用时将二者迭合起来即可，制作H^*滤波器可采用前述的范德卢格特技术。制作$[1/H^*H]$滤波器可用普通照相的方法。在$h(x,y)$的频谱面上拍照它的频谱，小心处理使底板的$\gamma=2$，它的振幅透射率就与$[1/H^*H]$成比例。

制作逆滤波器的关键，在于要预先知道产生模糊的点扩散函数，而这一点往往难以做到。这就使得上述消模糊的方法受到限制。

此外，还可用逆滤波器处理太阳的大针孔X射线照片[41]；处理电子显微镜照片[42]。

六、非线性处理

所谓非线性处理，是指处理系统的输出与输入信号之间呈非线性关系。本节讨论的非线性处理仍使用相干光照明、空间不变系统。

相干光学反馈技术

相干光学反馈技术在本质上就是利用法布里—珀罗多光束干涉的原理以实现衬度反转、强度级分切和取阈值等非线性运算的方法。

用相干光学反馈技术进行衬度控制[43]，使用图6-55所示的系统，其中(a)和(b)的光振幅输出为

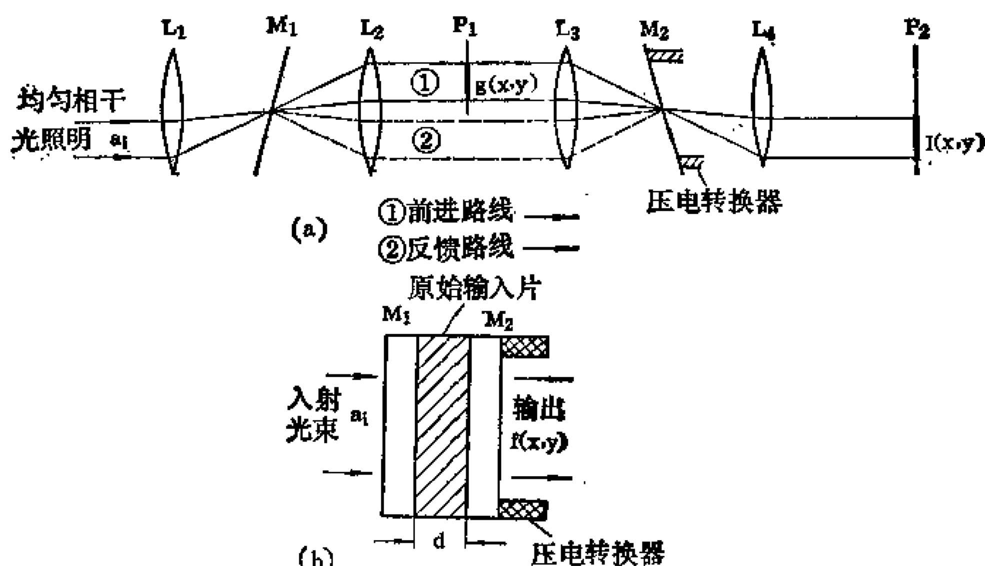


图6-55　用相干光学反馈进行衬度控制的系统。(a)具有透镜和平面反射镜的系统，(b)平面平行反射系统

$$\frac{f(x,y)}{a_i}=g(x,y)t_m^2[1+r_m^2g(x,y)e^{i\varphi}+r_m^4g^2(x,y)e^{i2\varphi}+\cdots\cdots]$$

$$=g(x,y)t_m^2/[1-r_m^2g(x,y)e^{i\varphi}] \qquad (6—626)$$

$$\frac{f(x,y)}{a_i}=g(x,y)t_m^2/[1-r_m^2g^2(x,y)e^{i\varphi}] \qquad (6—627)$$

式中　a_i——相干照明平面光波的振幅；

$g(x,y)$——原始透明片的振幅透射率；

r_m——反射镜的振幅反射系数；

t_m——反射镜的振幅透射系数；

φ——光在两反射镜 M_1 和 M_2 之间往返一次引起的位相延迟。

上两式分母之间的差别是由于光在反射镜 M_1 和 M_2 之间往返一周经过透明片 $g(x,y)$ 的次数不同。两系统输出的强度应分别为：

$$I=\left|\frac{f(x,y)}{a_i}\right|^2=\frac{T_m^2T_0(x,y)}{1+R_m^2T_0(x,y)-2R_mg(x,y)\cos\varphi} \tag{6-128a}$$

$$I=\frac{T_m^2T_0(x,y)}{1+R_m^2T_0^2(x,y)-2R_mT_0(x,y)\cos\varphi} \tag{6-128b}$$

式中　R_m——反射镜强度反射率，$R_m=r_m^2$；

T_m——反射镜强度透射率，$T_m=t_m^2$；

$T_0(x,y)$——原始透明片的强度透射率，

$$T_0(x,y)=|g(x,y)|^2$$

由上式可见，调整作用于位相因子 $e^{i\varphi}$ 的两反射镜之间距，输出强度将显示出不同的衬度。

把图象的强度变化以透明介质的位相变化记录下来，放在高反射率的反射镜构成的法布里—珀罗干涉仪中，可实现强度级分切[44]。用这样的器件还可以计算原始图象强度分布的平方根等函数，也可以实现图象的模数转换[45]。

半色调网屏技术

网屏是印刷术中的一种常用元件。因为原先网屏的平均透射率是 1/2，故称为半色调网屏，现在仍沿用这种习惯叫法。网屏在使用时，有的要与胶片保持一定的距离，有的要与胶片紧密地接触，为区别这两种情况，把后一种称为密接网屏。用于光学信息处理的半色调网屏就是指密接网屏。

半色调网屏用于光学图象处理，最早是在 1959 年[46] 和 1961 年[17]。1973 年加藤和顾德门[48]再度提出用密接网屏作非线性相干光学对数处理。近年来，有关网屏用于光学信息处理的论述逐渐增多，已引起普遍重视。

将一个缓慢变化的物体函数 $g(x,y)$ 通过一个半色调密接网屏印制在一张高反差胶片上，经过处理，得到一幅由点阵构成的图象—半色调图象。点的大小既依赖于 $g(x,y)$，又依赖于网目的透射特性和胶片阈值，如图 6-56 所示。适当控制半色调网屏的分布，半色调图象

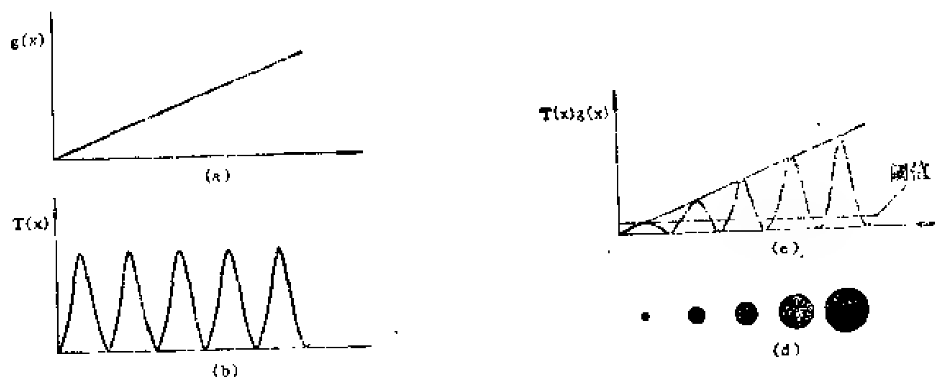


图 6-56　半色调网屏处理。

(a) 连续分布的输入函数；(b) 半色调网屏的透射性质；(c) 射在硬限幅胶片上的光分布；(d) 记录在硬限幅胶片上的半色调图象。

中点的大小与 $g(x,y)$ 呈非线性关系。

把半色调图象置于图 6-51 所示的相干处理系统的输入平面上，若采用低通滤波，输出平面上将得到与原始输入 $g(x,y)$ 呈单调非线性关系的象。用对数密接网屏调制或对原始图象编码，进行对数变换[49]的实验，已经证实了这一原理。

在半调图象的滤波处理时，如采用高通滤波，输出与原始输入图象则呈非单调的非线性关系。为便于理解，可以把半色调图象看成由许多局部区域所组成，每一个局部区域都是一个栅宽为 W 的矩形光栅，而 W 则依赖于该区域中原始图象的透射率。矩形光栅的零级衍射与栅宽 W 呈单调关系，而高级衍射与 W 呈非单调关系，如图 6-57 所示。由于在每一局部区域 W 受到该区域内原始图象透射率的控制，高级衍射也就非单调、非线性地依赖于原始图象。这一概念由等调分切[50]、模/数转换[51]等实验做了验证。

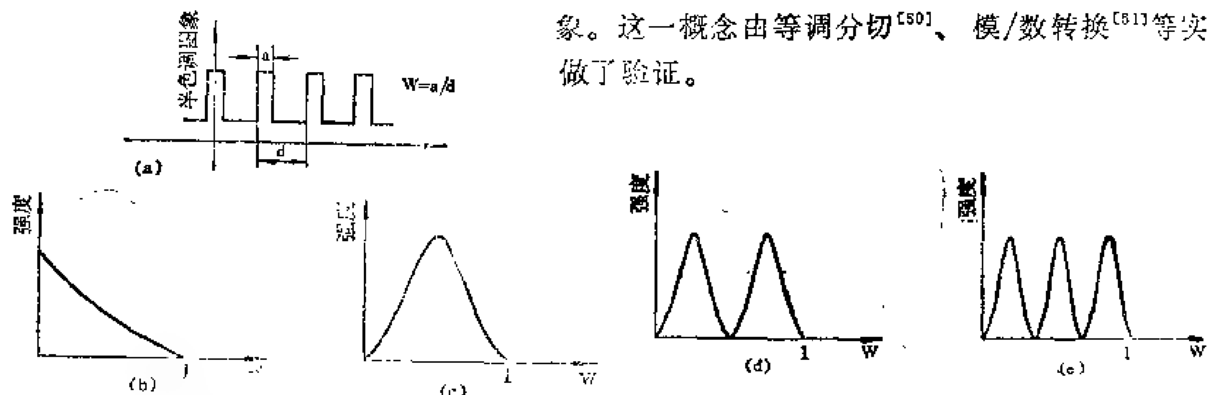


图 6-57 矩形光栅衍射 (*a*) 矩形光栅；(*b*) 零级衍射；(*c*) 一级衍射；(*d*) 二级衍射；(*e*) 三级衍射

使用多色相干光，半色调网屏技术还可以进行图象的假彩色化[52]。

θ 调制技术

θ 调制技术是阿贝二次衍射成象原理的一种巧妙应用。它将原始象 $g(x,y)$ 用一定角度 θ 取向的光栅调制，θ 的大小与物体的振幅透射率成比例：

$$\theta(x,y)=cg(x,y) \qquad (6\text{-}629)$$

式中 c 是比例常数，它与物体的最大振幅和振幅分切的等级多少有关。c 可用下式表示

$$c=180°/\mathrm{Max}\, g(x,y) \qquad (6\text{-}630)$$

如图 6-58 (*a*) 所示，譬如将振幅分为四级，则 $c=45°$。四种振幅所对应的光栅角度为 0°、45°、90° 和 135°，如图 6-58 (*b*) 所示。如果将用光栅调制后的图象作相干处理系统的输入，就会得到如图 6-58(*c*) 的频谱分布。使用不同的滤波器，就会在输出平面得到相应的振幅分布，如图 6-58$(d_1)(d_2)$ 和 (e_1)，(e_2) 所示。

假如滤波器的振幅透射率 $H(\theta)$ 是方位角 θ 的非线性函数，则输出象的振幅分布将与原始象呈非线性关系。下面的三个例子可以说明 θ 调制这种非线处理的多种功能。

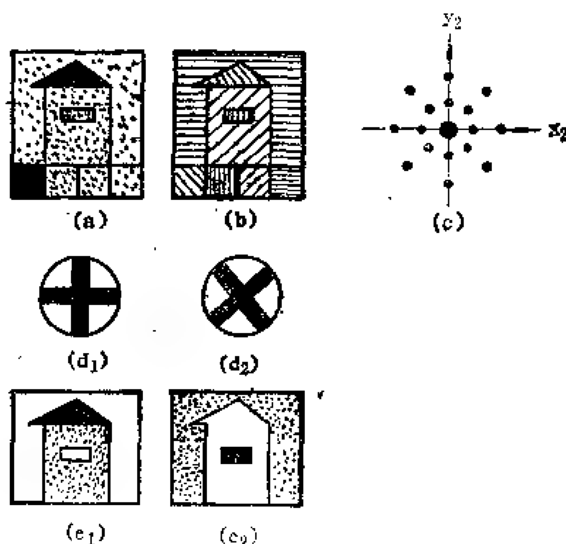


图 6-58 一个 θ 调制的例子

(1) 如果 $H(\theta)$ 只是某一方位角的狭缝，则输出象是等振幅或等密度部分的形状。如果滤波器是等角间距的多缝，则输出象是等振幅图。

(2) 如果滤波器的振幅透射率用下式表示：

$$H(\theta)=\begin{cases}0 & 0<\theta<\theta_0\\ 1 & \theta_0<\theta<\pi\end{cases} \tag{6-631}$$

则输出象失去了相应于小于 θ_0 的振幅的部分。

(3) 如果滤波器 $H(\theta)$ 与 θ 成对数关系，则输出象与原始象也是对数关系。

以上诸例是用单色光照明的情况，如果用多色光，还可以实现图象的假彩色化。在多色光照明的情况下，用各种滤色片加在滤波平面的不同方位上，即可得到彩色的输出象。

七、非相干处理

使用非相干光源的非相干处理系统，具有信息冗余度高、并行处理的优点与良好的抗噪能力。但是，由于非相干处理系统的脉冲响应只能是非负的实数，只能通过光瞳函数的改变而改变。非相干处理系统的主要物理量是光强度的空间分布，输入物体也用其光强透射率来表征。非相干处理系统的设计是根据几何光学的原理，而不考虑衍射效应。

作为非相干处理的例子，我们来讨论如图 6-59 所示的进行相关与卷积运算的非相干单透镜处理系统[53]。

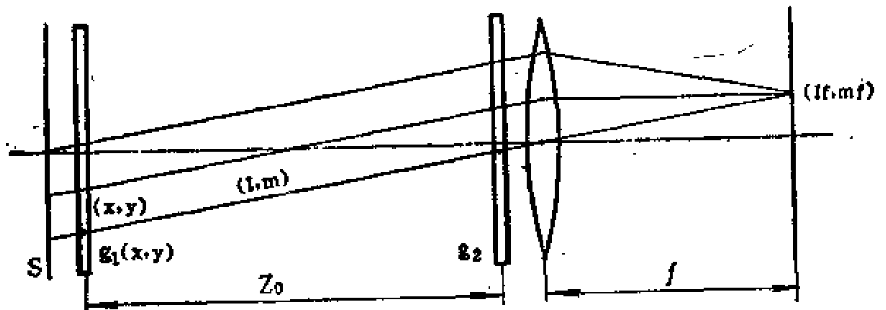


图 6-59 单透镜非相干处理系统

在图 6-59 中，输入是置于扩展光源 S 和焦距为 f 的透镜 L 之间、相距为 Z_0 的两个透明片，其强度透射率分别为 g_1 和 g_2。假定单位强度、方向余弦为 (l,m) 的光线自 (x,y) 点通过 g_1，此光线必在 $(x+lz_0,\ y+mz_0)$ 点通过 g_2，其光强度变为：

$$g_1(x,y).\ g_2(x+lz_0,y+mz_0) \tag{6-632}$$

透镜 L 把方向余弦为 (l,m) 的一束光线会聚于其后焦面上的一点 (lf,mf)，故此点上的光强度为

$$I(l,m)=\iint g_1(x,y)g_2(x+lz_0,y+mz_0)dxdy \tag{6-633}$$

积分面积是 g_1 和 g_2 的透光部分。上述积分就是 g_1 和 g_2 的相关系数。如果把 l、m 看作变量。g_1 和 g_2 就是以 Z_0 为比例的相关函数。若 $g_1=g_2$，$I(l,m)$ 就是 g_1 的自相关函数。

由于透镜 L 的积分作用，故又把它称为积分透镜。

当把输入透明片 g_1 和 g_2 中的一个倒置，就可以实现它们的卷积运算。例如令 g_2 倒置，(6-633) 式变为

$$I(l,m)=\iint g_1(x,y)g_2(lz_0-x,mz_0-y)dxdy \tag{6-634}$$

为了实现有负值的函数之间的相关运算，可采用直流偏置法，令偏置量的大小分别为B_1和B_2，透镜L后焦面上的光强分布为

$$\iint[B_1+g_1(x,y)]\cdot[B_2+g_2(x+lz_0,y+mz_0)]dxdy$$
$$=B_1B_2\iint dxdy+B_2\iint g_1(x,y)dxdy+B_1\iint g_2(x+lz_0,y+mz_0)dxdy$$
$$+\iint g_1(x,g)y_2(x+lz_0,y+mz_0)dxdy \tag{6-635}$$

上式最后一项即是所需要的相关函数，但由于其它三项的存在，衬度将显著下降。

八、白光处理系统

白光处理系统采用具有连续光谱的白光光源，一方面采用微小的光源尺寸来提高空间相干性，另一方面在输入平面引入光栅来提高时间相干性，因此，系统的性质实际上接近于相干处理系统。白光处理系统具有无相干噪声，与相干系统接近的处理能力、造价低等优点、对多色信号及彩色图象的处理也相当有效。尽管白光处理还存在着能量损失较大等缺点，但从已取得的效果看，它已在光学信息处理的研究中展示出了一个新的、具有良好前景的方向。

常用的白光信息处理系统[64]如图 6-60 所示，其中W_s为白光点光源，G_r为光栅，L_c为准直物镜，L_1和L_2为消色差傅里叶变换物镜，平面P_1，P_2，P_3分别为输入平面、滤波平面和输出平面。

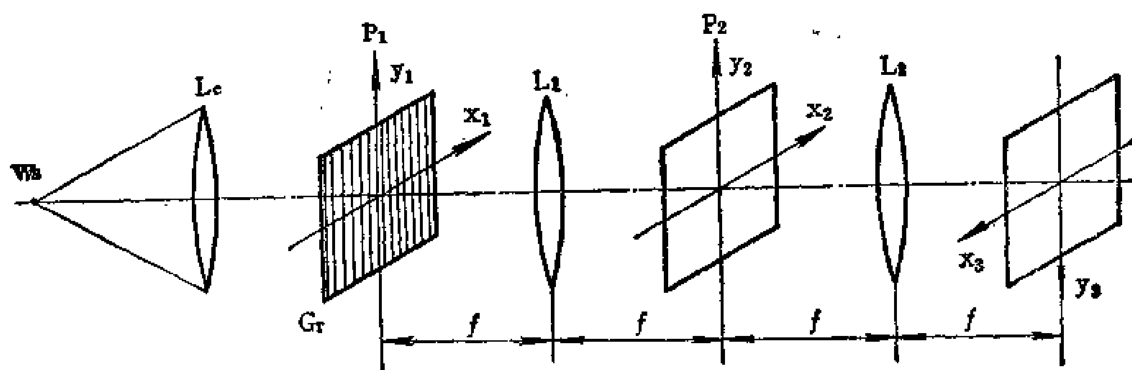


图 6-60 白光处理系统

把信号$g(x,y)$置于输入平面P_1上。设衍射光栅为一正弦光栅，光振幅透射率为：

$$t(x)=1+\cos(2\pi\nu_0x_1) \tag{6-636}$$

在准直白光照射下，输入平面的复振幅分布为

$$u_1(x_1,y_1)=kg(x_1,y_1)[1+\cos(2\pi\nu_0x_1)]$$

其中k是一个比例常数。频率平面P_2上的复振幅分布应为

$$u_2(x_2,y_2)=c\iiint g(x_1,y_1)[1+\cos(2\pi\nu_0x_1)]\exp[-2\pi j(\nu_xx_1+\nu_yy_1)]dx_1dy_1d\lambda \tag{6-637}$$

其中积分区间为输入信号的空域和光源的波长范围；c是一个复常数；(ν_x,ν_y)是空间频率。

为讨论方便，取一给定波长，并舍去系数，由（6-637）式可得

$$u_2(x_2,y_2,\lambda)=G(\nu_x,\nu_y)+G(\nu_x-\nu_0,\nu_y)+G(\nu_x+\nu_0,\nu_y) \tag{6-638}$$

由于　$x_2=\lambda f\nu_x$，　$y_2=\lambda f\nu_y$，上式又写成

$$u_2(x_2,y_2,\lambda)=G(x_2,y_2)+G(x_2-\lambda f\nu_0,y_2)+G(x_2+\lambda f\nu_0,y_2) \tag{6-639}$$

式中　$G=\mathscr{F}[\tilde{g}]$

由（6-639）式可以看出，因为在输入平面引入光栅，输入信号的频谱被运载到滤波平面的不同位置上。同时，除零级以外的每一级频谱都沿 x_2 轴的方向呈彩虹状分布，这是光栅引起色散的缘故。因此，在离轴项处，放置适当的滤波器就可以实现各种复数滤波，如对比反转、信号检测[55]、模糊象还原[56]等，也可以实现黑白图象的假彩色化[57]和图象的加、减运算[58]等光学信号的综合，还可以进行光学信息的并行处理[59,60]。

第十节　高斯光束的传播

采用稳定腔的激光器所发出的激光束，既不同于点光源所发出的球面波，又不同于平行光束的平面波，而是一种具有特殊结构的高斯光束。因此，研究高斯光束在空间的传播规律和高斯光束通过光学系统的变换规律，就成为激光的理论和实际应用中的重要问题。

本节只讨论高斯光束通过自由空间的传播规律和通过一个薄透镜时的变换规律，并不考虑孔径的衍射效应。当必须考虑孔径的衍射效应时，可参看文献[61]。

一、高斯光束的基本性质[62]

基模高斯光束

沿 z 轴方向传播的基模高斯光束，不管它是由何种结构的稳定腔产生的，都可以表示成如下的一般形式

$$\Psi_{00}(x,y,z)=\underbrace{\frac{C}{w(z)}e^{-\frac{r^2}{w^2(z)}}}_{\text{振幅部分}}\underbrace{e^{-j\left[k\left(z+\frac{r^2}{2R}\right)-\operatorname{tg}^{-1}\left(\frac{z}{f}\right)\right]}}_{\text{位相部分}} \tag{6-640}$$

式中　C——常数因子；

$$\left.\begin{aligned}
&r^2=x^2+y^2;\\
&k=\frac{2\pi}{\lambda}\quad(\lambda\text{—波长})\\
&w=w(z)=w_0\sqrt{1+\left(\frac{z}{f}\right)^2}\\
&R=R(z)=z\left[1+\left(\frac{f}{z}\right)^2\right]=f\left(\frac{z}{f}+\frac{f}{z}\right)=z+\frac{f^2}{z}\\
&f=\frac{\pi w_0^2}{\lambda}\\
&w_0=\sqrt{\frac{\lambda f}{\pi}}
\end{aligned}\right\} \tag{6-641}$$

w_0 为基模高斯光束的腰斑半径，f 称为高斯光束的共焦参数，$R(z)$ 为与传播轴线交于 z 点的高斯光束等位相面的曲率半径，$w(z)$ 是与传播轴线交于 z 点的高斯光束等位相面的光斑

半径。

由（6-641）式可知，当 $z=f$ 时，$w(z=f)=\sqrt{2}w_0$，即 f 表示光斑半径为腰斑半径的 $\sqrt{2}$ 倍的位置。对于由一般的稳定球面腔 (R_1,R_2,L)——由间距为 L 的两个曲率半径为 R_1 和 R_2 的球面所构成的球面腔产生的高斯光束，参数 w_0，f 与 R_1，R_2，L 的关系为

$$\left.\begin{aligned} w_0^4 &= \left(\frac{\lambda}{\pi}\right)^2\frac{L(R_1-L)(R_2-L)(R_1+R_2-L)}{(R_1+R_2-2L)^2} \\ f^2 &= \frac{L(R_1-L)(R_2-L)(R_1+R_2-L)}{(R_1+R_2-2L)^2}\end{aligned}\right\} \quad (6\text{-}642)$$

高斯光束在自由空间的传播规律

（6-640）和（6-641）式描述了高斯光束在自由空间的传播规律，它们反映出高斯光束的如下基本性质：

① 基模高斯光束在横截面内的场振幅分布按高斯函数 $e^{-\frac{r^2}{w^2(z)}}$ 所描述的规律从中心（即传播轴线）向外平滑地降落。由振幅降落到中心值的 e^{-1} 的点所定义的光斑半径为

$$w(z)=w_0\sqrt{1+\left(\frac{z}{f}\right)^2}=w_0\sqrt{1+\left(\frac{\lambda z}{\pi w_0^2}\right)^2} \quad (6\text{-}643)$$

在 $z=0$ 处，$w(z=0)=w_0$ 达最小值，即腰斑半径。

② 高斯光束的相移特性由位相因子

$$\Phi_{00}(x,y,z)=k\left(z+\frac{r^2}{2R}\right)-\mathrm{tg}^{-1}\left(\frac{z}{f}\right) \quad (6\text{-}644)$$

所决定。它描述高斯光束在点 (x,y,z) 处相对于原点 $(0,0,0)$ 处的位相滞后，其中 kz 描述几何相移；$\mathrm{tg}^{-1}\left(\frac{z}{f}\right)=\mathrm{tg}^{-1}(\lambda z/\pi w_0^2)$ 描述高斯光束在空间行进距离 z 时相对几何相移的附加位相超前；因子 $kr^2/2R$ 表示与横向坐标有关的位相移动，它表明高斯光束的等位相面是以 R 为半径的球面，R 由下式给出

$$R(z)=z\left[1+\left(\frac{\pi w_0^2}{\lambda z}\right)^2\right] \quad (6\text{-}645)$$

由（6-645）式知，当 $z=0$ 时，$R(z=0)\to\infty$，表明束腰处的等位相面是平面；当 $z=\pm\infty$ 时，$|R(z)|\approx z\to\infty$，表明离束腰无限远处的等位相面也是平面，且曲率中心就在束腰处；当 $z=\pm f$ 时，$|R(z)|=2f$，且 $R(z)$ 达极小值；当 $0<z<f$ 时，$R(z)>2f$，表明等位相面的曲率中心在 $[-\infty,-f]$ 区间上；当 $z>f$ 时，$z<R(z)<z+f$，表明等位相面的曲率中心在 $[-f,0]$ 的区间上。

③ 定义在基模高斯光束强度的 $1/e^2$ 的点的远场发散角为：

$$\begin{aligned}\theta_{e^{-2}} &= \lim_{z\to\infty}\frac{2w(z)}{z}=2\frac{\lambda}{\pi w_0}=0.6367\frac{\lambda}{w_0}=2\sqrt{\frac{\lambda}{\pi f}} \\ &=1.128\sqrt{\frac{\lambda}{f}}\end{aligned} \quad (6\text{-}646)$$

定义在基模高斯光束的半功率点处的远场发散角为

$$\theta_{\frac{1}{2}}=\sqrt{\frac{\ln 2}{2}}\,\theta_{e^{-2}}=0.5889\,\theta_{e^{-2}}=0.3757\frac{\lambda}{w_0}=0.664\sqrt{\frac{\lambda}{f}}$$

(6-647)

总之，高斯光束在其传播轴线附近可以近似地看作是一种非均匀球面波，其曲率中心随着传播过程而不断改变，但其振幅和强度在横截面内始终保持高斯分布特性，且其等位相面始终保持为球面。

高斯光束的特征参数

① 用参数 w_0（或 f）及束腰位置表征高斯光束

从（6-640）和（6-641）式可以看出，整个高斯光束的结构取决于腰斑半径 w_0 的大小及位置。与束腰相距为 z 处的光斑半径 $w(z)$、等位相面的曲率半径 $R(z)$，(x,y,z) 点的位相滞后及光束发散角都可由 w_0 表示出来（见图6-61）

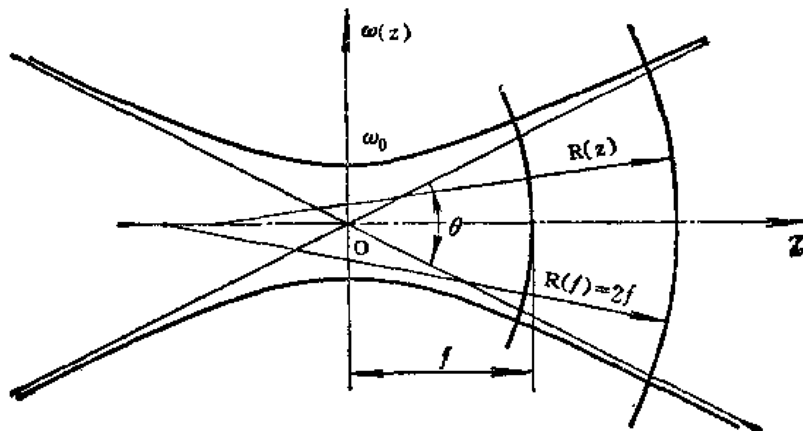


图6-61　高斯光束及其参数

② 用参数 $w(z)$ 和 $R(z)$ 表征高斯光束

由（6-635）和（6-637）式可以导出

$$\left.\begin{aligned} w_0 &= w(z)\left\{1+\left[\frac{\pi w^2(z)}{\lambda R(z)}\right]^2\right\}^{-\frac{1}{2}} \\ z &= R(z)\left\{1+\left[\frac{\lambda R(z)}{\pi w^2(z)}\right]^2\right\}^{-1} \end{aligned}\right\} \tag{6-648}$$

因此，知道了某给定位置（设坐标为 z）处的光斑半径 $w(z)$ 及等位相面的曲率半径 $R(z)$，则可决定高斯光束的腰斑半径 w_0 及位置。

③ 高斯光束的 q 参数

将（6-640）式中与横向坐标 r 有关的因子放在一起，则该式可以写成

$$\Psi_{00}(x,y,z)=\frac{c}{w(z)}e^{-jk\frac{r^2}{2}\left[\frac{1}{R(z)}-j\frac{\lambda}{\pi w^2(z)}\right]}e^{-j\left[kz-\mathrm{tg}^{-1}\left(\frac{z}{f}\right)\right]}$$

引入一个新的参数 $q(z)$，其定义为

$$\frac{1}{q(z)}=\frac{1}{R(z)}-j\frac{\lambda}{\pi w^2(z)} \tag{6-649}$$

则前式又可以写成

$$\Psi_{00}(x,y,z)=\frac{c}{w(z)}e^{-jk\frac{r^2}{2}\cdot\frac{1}{q}}e^{-j\left[kz-\mathrm{tg}^{-1}\left(\frac{z}{f}\right)\right]} \tag{6-650}$$

知道了高斯光束在某一位置 z 处的 q 参数，由下式可确定该处的 $w(z)$ 和 $R(z)$ 的值

$$\left.\begin{aligned}\frac{1}{R(z)}&=\mathrm{Re}\left\{\frac{1}{q(z)}\right\}\\ \frac{1}{w^2(z)}&=-\frac{\pi}{\lambda}\mathrm{Im}\left\{\frac{1}{q(z)}\right\}\end{aligned}\right\}\tag{6-651}$$

若令 $q_0=q(0)$ 注意到 $R(0)\to\infty$，$w(0)=w_0$，则按(6-649)式有

$$\frac{1}{q_0}=\frac{1}{q(0)}=-j\frac{\lambda}{\pi w_0^2}$$

所以

$$q_0=j\frac{\pi w_0^2}{\lambda}=jf\tag{6-652}$$

上面定义的三组参数都可以确定基模高斯光束的具体结构。一般来说，用 w_0 或 $w(z)$ 和 $R(z)$ 来描高斯光束比较直观，用 $q(z)$ 参数来研究高斯光束的传播规律，特别是高斯光束通过光学系统的传输要方便一些。

高阶高斯光束

① 厄米高斯光束

在方形孔径的共焦腔或方形孔径的其它稳定球面腔中，除了存在由(6-640)式所表示的基模高斯光束之外，还可以存在各高阶高斯光束，其横截面内的场分布可由高斯函数与厄米多项式的乘积来描述。沿 z 轴方向传输的厄米—高斯光束可以写成如下的一般形式

$$\begin{aligned}\Psi_{mn}(x,y,z)&=\frac{1}{\sqrt{2^m\cdot m!}}\frac{1}{\sqrt{2^n\cdot n!}}\sqrt{\frac{2}{\pi}}\frac{1}{w}H_m\left(\frac{\sqrt{2}}{w}x\right)H_n\left(\frac{\sqrt{2}}{w}y\right)\\&\quad\cdot e^{-\frac{r^2}{w^2}}e^{-j\left[k\left(z+\frac{r^2}{2R}\right)-(1+m+n)tg^{-1}\left(\frac{z}{f}\right)\right]}\\&=\frac{1}{\sqrt{2^m\cdot m!}}\frac{1}{\sqrt{2^n\cdot n!}}\sqrt{\frac{2}{\pi}}\frac{1}{w}H_m\left(\frac{\sqrt{2}}{w}x\right)H_n\left(\frac{\sqrt{2}}{w}y\right)\\&\quad\cdot e^{-j\left[k\left(z+\frac{r^2}{2q}\right)-(1+m+n)tg^{-1}\left(\frac{z}{f}\right)\right]}\end{aligned}\tag{6-653}$$

式中　$w=w(z)$、$R=R(z)$ 的意义同前，$H_m\left(\frac{\sqrt{2}}{w}x\right)$，$H_n\left(\frac{\sqrt{2}}{w}y\right)$ 分别表示 m 阶和 n 阶厄米多项式，系数 $\frac{1}{\sqrt{2^m\cdot m!}}\cdot\frac{1}{\sqrt{2^n\cdot n!}}\cdot\sqrt{\frac{2}{\pi}}$ 为归一化常数，它使 Ψ_{mn} 满足正交归一条件

$$\iint_{-\infty}^{\infty}\Psi_{mn}(x,y,z)\Psi_{m'n'}(x,y,z)dxdy=\delta_{mm'}\delta_{nn'}\tag{6-654}$$

式中

$$\delta_{mm'}=\begin{cases}0 & m\neq m'\\1 & m=m\end{cases}\tag{6-655}$$

$\delta_{nn'}$ 的意义类同。

厄米—高斯光束与基模高斯光束的区别在于：厄米—高斯光束的横向场分布取决于高斯函数与厄米多项式的乘积

$$e^{-\frac{r^2}{w^2}}H_m\left(\frac{\sqrt{2}}{w}x\right)H_n\left(\frac{\sqrt{2}}{w}y\right)$$

它沿 x 方向有 m 条节线，沿 y 方向有 n 条节线；厄米—高斯光束沿传输轴线相对于几何相

移的附加位相超前为

$$\Delta\Phi_{mn}=(m+n+1)tg^{-1}\left(\frac{z}{f}\right) \tag{6-656}$$

它随阶数 m 和 n 的增大而增大；厄米--高斯光束的发散角也随 m 和 n 的增大而增大。

② 拉盖尔—高斯光束

在柱对称稳定腔（包括圆形孔径共焦腔）中，高阶横模由缔合拉盖尔多项式与高斯分布函数的乘积来描述。沿 z 轴方向传输的拉盖尔—高斯光束可表示成如下的一般形式：

$$\Psi_{mn}(r,\varphi,z)=C\frac{w_0}{w}\left(\sqrt{2}\frac{r}{w}\right)^m L_m^n\left(2\frac{r^2}{w^2}\right)e^{-\frac{r^2}{w^2}}$$

$$\cdot e^{-j\left[k\left(z+\frac{r^2}{2R}\right)-(m+2n+1)tg^{-1}\left(\frac{z}{f}\right)\right]}\begin{cases}\cos m\varphi\\ \sin m\varphi\end{cases} \tag{6-657}$$

式中 (r,φ,z) 表示场点的柱坐标；$w=w(z)$，$R=R(z)$的意义同前；$L_m^n\left(2\frac{r^2}{w^2}\right)$为缔合拉盖尔多项式。

与基模高斯光束比较，柱对称系统的高阶高斯光束的横向场分布由函数

$$L_m^n\left(2\frac{r^2}{w^2}\right)e^{-\frac{r^2}{w^2}}\begin{cases}\cos m\varphi\\ \sin m\varphi\end{cases}$$

描述，它沿半径 r 方向有 n 个节线圆，沿辐角 φ 方向有 m 根节线；拉盖尔—高斯光束的附加相移为：

$$\Delta\Phi_{mn}=(m+2n+1)\text{tg}^{-1}\left(\frac{z}{f}\right) \tag{6-658}$$

它随 n 的增加比随 m 的增加来得更快；其光束发散角亦随 m 和 n 的增大而增大。

拉盖尔—高斯光束也满足一定的正交关系，而且只要适当地选择常数 C，就可将它归一化。

由上述讨论可知，基模高斯光束就是高阶高斯光束的最低阶（$m=0$，$n=0$）模。

二、高斯光束通过薄透镜的传输

高斯光束是一种在传输过程中曲率中心不断变化的球面波，因此，它通过光学系统的行为具有与一般球面波不同的性质。但是，一个薄透镜并不改变光束模的横向场分布，即进入透镜的一个基模高斯光束出射后仍为一个基模高斯光束，而且高阶模通过透镜后仍保持为相同阶次的模。透镜的作用是改变光束参数 $w(z)$ 和 $R(z)$。

薄透镜对高斯光束的变换

设一腰斑半径为 w_0 的高斯光束投射在焦距为 F 的薄透镜上，束腰与透镜的距离为 l，高斯光束的传输轴线与透镜主轴重合。博伊德和戈登的理论[63]已证明，高斯光束通过透镜后仍为高斯光束。设象方高斯光束的腰斑半径为w_0'，腰斑与透镜的距离为 l'，如图6-62所示。

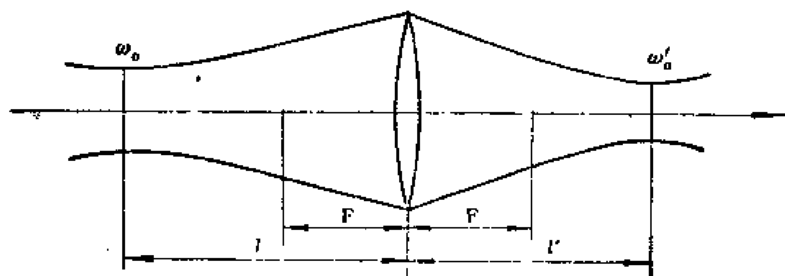


图6-62　薄透镜对高斯光束的变换

w_0'，l' 与 w_0，l，F 诸量之间具有如下关系

$$\frac{1}{w_0'^2}=\frac{1}{w_0^2}\left(1-\frac{l}{F}\right)^2+\frac{1}{F^2}\left(\frac{\pi w_0}{\lambda}\right)^2 \tag{6-659}$$

$$l'=F+\frac{(l-F)F^2}{(l-F)^2+\left(\frac{\pi w_0^2}{\lambda}\right)^2} \tag{6-660}$$

这是两个重要的结果，它们完全确定了物、象双方高斯光束之间的转换关系。

与几何成象规律的比较

当满足条件

$$\left.\begin{aligned}&\left(\frac{\pi w_0^2}{\lambda}\right)^2\ll(l-F)^2\\ \text{或}\quad&\left(\frac{f}{F}\right)^2\ll\left(1-\frac{l}{F}\right)^2\end{aligned}\right\} \tag{6-661}$$

时，由(6-660)式得出

$$l'\approx F+\frac{F^2}{l-F}=\frac{Fl}{l-F}$$

即

$$\frac{1}{l'}+\frac{1}{l}=\frac{1}{F} \tag{6-662}$$

这正是几何光学的透镜定律。同样，在(6-661)式成立时，由(6-659)式可导出薄透镜对高斯光束腰斑的放大率为：

$$k=\frac{w_0'}{w_0}\approx\frac{F}{l-F}=\frac{l'}{l} \tag{6-663}$$

它与几何光学透镜成象的放大率公式一致。

由于$(l-F)$为物高斯束腰与透镜物方焦点的距离，$\pi w_0^2/\lambda$为物高斯光束的共焦参数，所以不等式(6-661)要求物高斯束腰与透镜物方焦点的距离远大于物高斯光束的共焦参数。粗略地说，就是要求物高斯束腰离透镜足够远。前面的讨论表明，在这一要求得到满足时，可以把物、象两方高斯束腰分别与几何光学中的物、象对应，用几何光学中处理近轴光线的方法处理高斯光束，从而使问题大为简化。

如果(6-661)式的条件不能满足，必须根据(6-659)和(6-660)式来求象方高斯束腰的大小与位置。例如，当$l=F$时，有$l'=F$；当$l=0$时，有$0<l'<F$。这两个例子都与几何光学的结果迥然不同。

单透镜对高斯光束的聚焦

所谓对高斯光束聚焦，就是使高斯光束通过透镜后所得到的象方高斯光束腰斑半径小到令人满意的程度。

由(6-659)式可以看出，当$l>F$时，w_0'随l的增大而单调地减小。结合(6-660)式，当$l\to\infty$时，有

$$w_0'\to 0,\quad l'\to F \tag{6-664}$$

一般地，当$l\gg F$时，有

$$\begin{aligned}\frac{1}{w_0'^2}&\approx\frac{1}{w_0^2}\left(\frac{l}{F}\right)^2+\frac{1}{F^2}\left(\frac{\pi w_0}{\lambda}\right)^2\\&=\frac{1}{F^2}\left(\frac{\pi w_0}{\lambda}\right)^2\left[1+\left(\frac{\lambda l}{\pi w_0^2}\right)^2\right]=\frac{\pi^2}{F^2\lambda^2}w^2(l)\end{aligned}$$

即

$$\left.\begin{aligned} w_0'^2 &\approx \frac{\lambda}{\pi\, w(l)} F \\ l' &\approx F \end{aligned}\right\} \tag{6-665}$$

其中 $w(e)$为入射在透镜表面的高斯光束的光斑半径。若同时还满足条件 $l \gg \pi\, w_0^2/\lambda$，则有

$$w_0' \doteq \frac{F}{l} w_0 \tag{6-666}$$

所以，为了用单个透镜使高斯光束获得良好的聚焦，通常采用短焦距透镜，且使高斯光束束腰远离透镜焦点。

单透镜对高斯光束发散角的影响

由(6-646)式知，物、象两方高斯光束的发散角（省去下标 e^{-2}）应分别为

$$\theta = 2\frac{\lambda}{\pi\, w_0} \tag{6-667}$$

$$\theta' = 2\frac{\lambda}{\pi\, w_0'} \tag{6-668}$$

利用(6-659)式，可得到

$$\theta' = \frac{2\lambda}{\pi}\sqrt{\frac{1}{w_0^2}\left(1-\frac{l}{F}\right)^2+\frac{1}{F^2}\left(\frac{\pi\, w_0}{\lambda}\right)^2} \tag{6-669}$$

由（6-667）和（6-668）式可以看出，当 $w_0' > w_0$时，将有 $\theta' < \theta$，此时出射光束的方向性优于入射光束。

由条件

$$\frac{\partial}{\partial l}\left(\frac{1}{w_0'^2}\right) = 0$$

可以证明，当 $l = F$ 时，w_0' 达到极大值

$$w_0' = \frac{\lambda}{\pi\, w_0} F \tag{6-670}$$

且

$$\theta' = \frac{2w_0}{F} \tag{6-671}$$

$$\frac{\theta'}{\theta} = \frac{\pi\, w_0^2}{F\lambda} = \frac{f}{F} \tag{6-672}$$

可见，当透镜的焦距 F一定时，若入射高斯光束的束腰处在物方焦面上，则 θ' 达到极小。此时，F 愈大，即透镜焦距愈长，θ' 愈小。当

$$\frac{\pi\, w_0^2}{\lambda F} = \frac{f}{F} \ll 1 \tag{6-673}$$

时，可使 θ' 小到可以忽略的程度。

此外，从(6-672)式还可以看出，在 $l = F$ 的条件下，θ'不但与 F 的大小有关，而且也与 w_0 的大小有关。w_0 愈小，θ' 愈小，即象方高斯光束的方向性愈好。因此，常用的激光准直系统总是预先用一个短焦距透镜将高斯光束聚焦，以便获得极小的腰斑，然后用一个长焦距透镜来改善方向性，就可以得到很好的准直效果。

三、利用参数 q 讨论高斯光束的传播问题[64]

由(6-649)式定义的高斯光束的 q 参数，把 $w(z)$和 $R(z)$这两个参数结合在一起。利用

q 参数，可以很方便地用统一的公式来描述高斯光束通过自由空间和光学系统的行为。

以(6-643)和(6-645)式所定义的 $w(z)$ 和 $R(z)$ 代入(6-649)式，可以得到

$$q(z)=j\frac{\pi w_0^2}{\lambda}+z=q_0+z \tag{6-674}$$

它描述了高斯光束在自由空间中的传播规律。由(6-674)式可以推得

$$q_2(z)=q_1(z)+(z_2-z_1)=q_1(z)+L \tag{6-675}$$

式中　$q_2(z)$——z_2 处的 q 参数；

$q_1(z)$——z_1 处的 q 参数；

$L=z_2-z_1$。

当高斯光束通过薄透镜时，q 参数的变换规律也很简单。事实上，根据几何光学的透镜定律，高斯球面波通过薄透镜时应有关系式

$$\begin{cases}\dfrac{1}{R_1}-\dfrac{1}{R_2}=\dfrac{1}{F}\\ w_2=w_1\end{cases} \tag{6-676}$$

式中　R_1——入射高斯光束在透镜表面上的波面曲率半径；

w_1——入射高斯光束在透镜表面上的光斑半径；

R_2——出射高斯光束在透镜表面上的波面曲率半径；

w_2——出射高斯光束在透镜表面上的光斑半径；

F——薄透镜的焦距；

若令在薄透镜前后表面上的高斯光束 q 参数分别为 $q_1(z)$ 和 $q_2(z)$，由(6-649)和(6-676)式不难求得：

$$\frac{1}{q_2(z)}=\frac{1}{R_2}-i\frac{\lambda}{\pi w_2^2}=\frac{1}{R_1}-\frac{1}{F}-i\frac{\lambda}{\pi w_1^2}$$

$$=\frac{1}{q_1(z)}-\frac{1}{F} \tag{6-677}$$

把上式与(6-676)式相比较可知，q 参数与球面波的曲率半径 R 起着相似的作用。因此，有时又将 q 参数称为高斯光束的复曲率半径。

如果 q 和 q' 是分别在透镜的物方和象方离透镜 d 和 d' 处测得的高斯光束的 q 参数值，如图6-63所示，由(6-674)、(6-675)和(6-677)式可以求得：

$$q'=\frac{(1-d'/F)q+(d+d'-dd'/F)}{-(q/F)+(1-d/F)} \tag{6-678}$$

由于 q 参数的简单适用，所以在许多文献中已被广泛地采用。

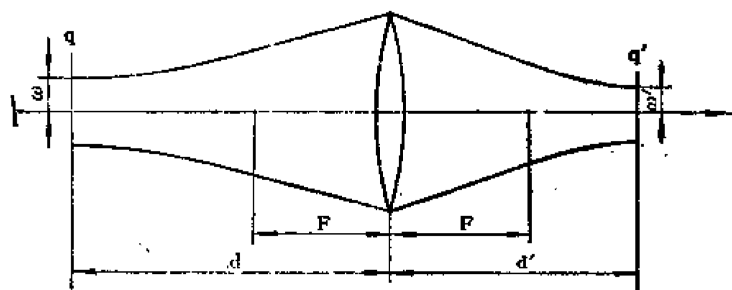


图6-63　单透镜对高斯光束 q 参数的变换

参考文献

[1]Jack D. Gaskill, Linear Systems, Fourier Transforms, and Optics, John Wiley & Sons Inc., (1978) .
[2]Born, M. and Wolf, E., Principles Of Ontics, Pergaman Oxford, (1964) .
[3]Goodman, J. W., Introduction to fourier Optics, McGraw、Hill New York, (1968)
[4]Л. М.Соиоко, Основы Гоголафии и Когеренмной Оптики, Наука Москва, (1971)
[5]Gerrard, A., and Burch, J. M., Introduction to Matrix Methods in Optics, John Wiley & Sons, (1975) .
[6]Ghatuk, A. k. and Thyagarajan, k., Contemporary Optics, New York and London, (1978) .
[7]机械工程手册：第九篇 光学，机械工业出版社，(1979) .
[8]Goodman, J. W., Some Fundamental Properties of Spectra, In Coherent Opticae Engineering, p. 29 (1977) .
[9]Francon, M., Laser Speckle and Applications in Optics, New York, p. 33 (1979) .
[10]Burch, J. M. and Tokarski, J. M. J., *Optica Acta*, 15 (2) , 101 (1968) .
[11]Archbold, E. and Ennos, A. E., *Optica Acta* 19, 253 (1972) .
[12]Grover, C. P., *J. O. S. A.*, 62, 1071 (1972a) .
[13]Kopf, U., *IOCC, Zurich* 862 (1974).
[14]Archbold, E., et. ae., *Optica Acta*, 17, 883 (1970) .
[15]Leedertz, J. A., *J. Phys.*, E4, 277 (1971) .
[16]Tiziani, M. J., *Optica Acta*, 18, 891 (1971) .
[17]Eliasson, B., *J. O. S. A.*, 61, 559 (1971) .
[18]Stetson, K. A., *Opt. Laser Technol.*, 11, 220 (1971) .
[19]Françon, M., Laser Spectra and Applications in *Optics*, P105 (1979) .
[20]Leger, D., et. al., *Appl. Opt.*, 14, 872 (1975) .
[21]Leger, D. and Perrin, J. C., *J. O. S. A*, 66, 1210 (1976) .
[22]Fujii, H. and Asakura, T., *Nouv. Rev. Opt.* 6, 5 (1975) .
[23]Labeyrier, A., *Nouv. Rev. Opt.*, 5, 141 (1974) .
[24]Labeyrier, A., *Prog. Opt.*, 14, 47 (1976) .
[25]Labeyrier, A., *Astrophys. J.* 196, L71, (1975) .
[26]Forno, C., *Opt. Laser Technol.*, 17, 271 (1975) .
[27]王应宗，科学通报，1, 19 (1983) .
[28]王应宗，陕西物理，1, 9 (1981) .
[29]Françon, M., Laser spectra and Applications in Optics, p. 26 (1979) .
[30]Abbe, E., *Archiv Mikroskopische Anat.*, 9, 413 (1873) .
[31]Porter, A. B., *Phil. Mag.*, 6 (11) , 154 (1906) .
[32]Cutrona, L. J., et. ac., *Proc. IEEE*, 54, 1026 (1966) .
[33]Vander Lugt, A. B., *IEEE Trans. Inform. Theory*, IT-10, 2 (1964) .
[34]Zernike, F., *Z. Tech. Phys.*, 16, 454 (1935) .
[35]Lee, S. H., et. al., *J. O. S. A.*, 60, 1037 (1970) .
[36]Françon, M., *Optica Acta*, 20, 1 (1973) .
[37]Yao, S. K., et. al., *J. O. S. A*, 61, 474 (1971) .

[38] Lohmann, A. W., et. al., *Appl. Opt.*, 7 (4), 651 (1968).
[39] Caulfield, H. J., "Handbook of Opticd Holography," Academic press, p.503 (1979).
[40] Stroke, G. W., et. al., *Phys. Lett.*, 25A (2), 89 (1997).
[41] Stroke, G. W., *Opt. Spectra*, pp. 31-32 (Nov.).
[42] Stroke, G. W., et. al., 29th *Ann. Proc. Electron Microscopy* Soc. Amer., (1971).
[43] Jablonowski, D. P., et. al., *Appl. Phys.* 8, 51 (1975).
[44] Lee, S. H., *Proc. SPIE*, 63, 78 (1979).
[45] Batholomew, B., *Ph. O. thesis*, Univ. of California, at San Diege, (1978).
[46] Marquet, M., *Opt. Acta*, 6 (4), 404 (1959).
[47] Marquet, M., et. al., *Opt. Acta*, 8 (3), 267 (1961).
[48] kato, H., et. al., *Opt. Commun.*, 8, 378 (1973).
[49] kato, H., et. al., *Appl. Opt.*, 14, 1813 (1975).
[50] Sawchuk, A. A., et. al., *Opt. Commun.*, 15, 66 (1975).
[51] Strand, T. C., *Opt. Commun.*, 15, 60 (1975).
[52] Liu, H. k., et. al., *Nouv. Rev. Opt.*, 7, 285 (1976).
[53] Rogers, G. L., "Noncoherent Opticap Processing", John Wiley and Sons. Inc. p. (1977).
[54] Yu, F. T. S., et. al., 光学学报1 (1), 13 (1981).
[55] Yu, F. T. S., *Opt. Commun.* 27 (1), 23 (1978).
[56] Yu, F. T. S., *Appl. Opt.*, 17 (22), 3571 (1978).
[57] Chao, T. H., et. al., *Opt. Lett.*, 5 (6), 230 (1980).
[58] Yu, F. T. S., *Appl. Opt.*, 8 (15), 2705 (1978).
[59] Yu, F. T. S., et. al., *Opt. Commun.*, 34 (1), 11 (1980).
[60] Yu, F. T. S., *Appl. Opt.*, 19 (14), 2475 (1980).
[61] Dickson, L. D., *Appl. Opt.* 9 (8), 1854 (1970).
[62] 周炳琨等, 激光原理, 国防工业出版社, (1980).
[63] Boyd, G. D. and Gordon, J. P., *Bell Syst. Tech. J.*, 40, 489 (1961).
[64] Li, T. and kogelnik, *Appl. Opt.*, 5, 1550 (1966).

第七章 量子光学

第一节 引 言

光学的发射、传播以及同物质的相互作用是光学学科研究的基本课题。人们在这些基本课题的研究和实践中，一步步地加深了对光的本性的认识，形成了波动光学和量子光学两大学科。众所周知，波动光学是研究光的波动性，量子光学则是研究光的粒子性，在现代量子电动力学的基础上，光的波动性和粒子性有机地统一起来，称为光的波粒二象性。

1865年间，麦克斯韦创立了经典的电磁理论，确认光是电磁波。从此，人们确认光学现象应该遵循由麦克斯韦方程组所决定的基本规律，比较完满地解释了光的反射、折射、干涉、衍射、偏振、双折射等与光的传播特性有关的一系列重要现象。但当人们运用这种理论进一步解释涉及到光与物质相互作用现象（如黑体辐射、原子的线状光谱、光电效应等）的规律性时，却遇到了新的本质上的困难。

1900年，普朗克提出电磁辐射体系能量量子化的创新假说，并在此基础上导出在形式上与实验符合的黑体辐射定律。普朗克的这一成就，不仅从形式上克服了经典电磁理论的困难，更重要的是成为量子理论的开端。

1905年，爱因斯坦发展了普朗克的量子化假设，在一种全新的物理意义上，提出了光子学说，确认光辐射本身就是能量 $\varepsilon=h\nu$ 的光量子流。爱因斯坦从他的光量子理论出发，成功地解释了光电效应，使光的“粒子”性理论向前大大发展了一步。

1913年，玻尔综合了普朗克的量子理论、爱因斯坦的光子学说和卢瑟福的原子模型，建立了氢原子光谱理论。

1917年，爱因斯坦从他的光子概念和玻尔理论出发，重新研究了黑体辐射问题，并且同样得到了普朗克公式。在这个推导中，他引入了原子系统自发发射和受激发射的概念，为光与物质相互作用问题建立了正确的物理模型。

在本世纪三十年代得到确立的量子电动力学理论，不仅使光的双重特性的物理解释得到了合理的统一，而且能正确地描述电磁辐射场与原子体系相互作用时可能发生的三种过程——自发发射、受激发射和受激吸收。按照这种理论，当原子体系按能级的分布服从玻耳兹曼热平衡规律时，原子体系对辐射场所表现出的总效果是自发发射或者是受激吸收；反之，如果以某种方式打破原子体系按能级的正常分布状态，而实现原子集居数分布的反转状态，则原子体系在信号场作用下的受激发射效应就有可能占优势，从而实现受激辐射放大作用。

在本世纪五十年代，已经建立起集居数反转状态的原子体系对信号电磁波产生受激放大作用的可能性，以微波量子放大器的建成为标志，首先在无线电电子学的微波波段得以实现。从此开拓了量子电子学这一新的学科领域。把相同的原理向红外和紫外的光频波段推进，很自然地成为人们探索的新目标。

在本世纪六十年代初，第一批激光器相继成功运转，受激辐射放大作用在光频波段获得成功。激光技术的飞速发展，使传统的光学技术发生了革命性的变革。名目繁多的强相干光源，使相干光学和非线性光学日益活跃：过去办不到的事情，现在办到了；许多新的现象发生了；以激光光谱纯度为特征的新的应用技术日益增多。这一切标志着人们对强相干光的产生、控制和应用进入了一个新阶段。

从物理学的发展来看，这个新阶段的基本特征表现在量子物理与光学技术的紧密结合，光的量子行为在光和物质相互作用过程中起主要作用。因此，光的量子理论获得了进一步的发展。受激发射过程中的各种物理机制、辐射与物质相互作用中的各种相干现象以及以激光光谱纯度为特征的各种技术应用原理，应用光的量子理论均可给出精确地物理解释。沿用量子电子学这一名称的习惯，又突出光频波段的特征，人们把这一学科领域取名为量子光学。

第二节　光子学说概论

一、光子的基本性质

光的量子学说认为，光是由一些以光速运动的实在的物质单元——光子所组成。光子（亦称电磁场量子）和其它基本粒子一样，具有能量、动量和质量等。它的基本属性——粒子属性（能量、动量和质量等）和波动属性（频率、波矢、偏振等）有如下基本关系：

光子的能量 ε

光子的能量 ε 与光波频率 ν 成正比

$$\varepsilon = h\nu \tag{7-1}$$

式中$h = 6.624\times10^{-34}$焦耳·秒，称为普朗克常数。

光子的运动质量 m

光子的运动质量 m，按照狭义相对论质能关系式的要求可表示为

$$m = \frac{\varepsilon}{c^2} = \frac{h\nu}{c^2} \tag{7-2}$$

式中 c 为真空中的光速。另一方面，按照狭义相对论的要求，任何以速度 v 运动的粒子，其运动质量 m 服从关系

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1-\left(\frac{v}{c}\right)^2}}$$

式中 m_0 为粒子的静止质量。对光子来说，因为 $v = c$，故上式分母趋于零。但光子的运动质量 m 具有由（7-2）式所决定的有限值，所以要求光子的静止质量 m_0 必须为零。

光子的动量 $\mathbf{P}$

光子的动量 $\mathbf{P}$ 与光波频率及传播方向之间的对应关系是

$$\mathbf{P} = mc\mathbf{n}_0 = \frac{h\nu}{c}\mathbf{n}_0 = \hbar\mathbf{k} \tag{7-3}$$

式中

$$\hbar = \frac{h}{2\pi}$$

$$\mathbf{k}=\frac{2\pi}{\lambda}\mathbf{n}_0$$

$\mathbf{n}_0$ 为光子运动方向上的单位矢量；$\mathbf{k}$ 可理解为波长为 λ 而沿 $\mathbf{n}_0$ 方向传播的单色平面波的波矢量。

光子的偏振状态

光子具有两种可能的独立偏振状态，亦称两种内在的自由度，与光波场的两个独立偏振方向相对应。

光子的自旋

光子具有自旋，并且自旋量子数为整数。因此，大量光子的集合服从量子统计学中的玻色-爱因斯坦统计规律，处于同一状态的光子数目没有限制。这一点是光子与其它服从费米分布的粒子（电子、原子、中子等）的重要区别。

上述基本关系已经被康普顿-吴有训散射实验（1923年）所证实，并在现代量子电动力学中得到了理论上的解释[1]。在这种描述中，任意电磁场可视为一系列单色平面波（以波矢量 $\mathbf{k}_l$ 为标志）的线性迭加，或一系列电磁波的本征模式（亦称本征态）的迭加。但每个本征模式所具有的能量是量子化的，即每个本征模式的能量为基元能量 $h\nu_l$ 的整数倍。本征模式的动量同样可表示为基元动量 $\hbar\mathbf{k}_l$ 的整数倍。这里的 ν_l 和 $\mathbf{k}_l$ 的下角标 l 是任一模式的标志。这种具有基元能量 $h\nu_l$ 和基元动量 $\hbar\mathbf{k}_l$ 的物质单元就称为属于第 l 个本征模式的光子。具有相同能量和动量的光子彼此间不可区分，因而处于同一状态。下面我们从光子观点来进一步讨论光子状态的描述和区分。

二、光子的状态

从光的电磁理论知道，光频电磁波的运动规律由麦克斯韦方程决定，单色平面波

$$\mathbf{E}(\mathbf{r},t)=\mathbf{E}_0\exp[i(2\pi\nu t-\mathbf{k}\cdot\mathbf{r})]$$

是麦克斯韦方程的一种特解，而麦克斯韦方程的通解（任意电磁波）可表为一系列单色平面波的线性迭加。

在没有约束的自由空间，具有任意波矢 $\mathbf{k}$ 的单色平面波都可以存在。但在一个有边界约束的空间（例如谐振腔内），只能存在一系列独立的具有特定波矢 $\mathbf{k}$ 的平面单色驻波。这种能够存在于腔内的以某一波矢 $\mathbf{k}$ 为标志的驻波称为电磁波的模式，亦称光波模。一种模式是电磁运动的一种独立的类型，不同模式以不同的 $\mathbf{k}$ 来区分。考虑到两种可能的独立偏振，同一波矢 $\mathbf{k}$ 对应着两个具有不同偏振方向的模式。

众所周知[2]，在体积 V 的空腔内，处在频率 ν 附近频带 $d\nu$ 内的模式数目为

$$P=\frac{8\pi\nu^2}{c^3}Vd\nu \tag{7-4}$$

式中 $8\pi\nu^2/c^3$ 就是频率 ν 处单位频带单位体积中的模式数目，称为频率 ν 处的模式密度。它表明，模式密度与频率的平方成正比。

从光子观点来看，光子的状态应按坐标、动量以及偏振状态来加以描述和区分。由坐标-动量构成的六维空间称为相空间或相宇。一个经典粒子的运动状态与相宇中的一个点相对应，而限制在有限空间 $V=XYZ$ 附近的光子却要受到量子力学测不准原理的约束，即

$$\Delta X\Delta P_X\geqslant h$$

$$\Delta Y\Delta P_Y\geqslant h \tag{7-5}$$

$$\Delta Z \Delta P_Z \geqslant h$$

这个约束表明，处于相字中一个相格

$$\Delta X \Delta Y \Delta Z \Delta P_X \Delta P_Y \Delta P_Z = h^3 \tag{7-6}$$

内的光子是无法再区分的了。也就是说，处于同一相格内的光子同属于一种光子状态。相格的物理内容就是相宇中用任何实验所能分辨的最小尺度。因此，一个相格就与一种光子状态相对应。

显然，在空间 V 内，动量 P 处 ΔP 内的相宇中所包含的相格数目为

$$\frac{4\pi P^2 \Delta P}{h^3} V$$

由（7-3）式并注意到两种独立的偏振方向，则可得到在空间 V 内，频率 ν 处 $d\nu$ 频带内的光子态数目为

$$P = \frac{8\pi\nu^2}{c^3} V d\nu$$

这与（7-4）式完全一致。这反映了光的波动性和粒子性之间的内在一致性。

三、光子的相干性

按照波动光学，如果要求传播方向限于张角为 $\Delta\theta$ 之内的光波是相干的，则光源的面积必须小于 $(\lambda/\Delta\theta)^2$。因此，$(\lambda/\Delta\theta)^2$ 就是光源的相干面积，或者说，只有从面积小于 $(\lambda/\Delta\theta)^2$ 的光源面上发出的光波才能保证张角在 $\Delta\theta$ 之内的双缝具有空间相干性。如果光波的频带宽度是 $\Delta\nu$，则相干长度就是 $c/\Delta\nu$。因此光源的相干体积就是

$$V_{cs} = \left(\frac{\lambda}{\Delta\theta}\right)^2 \frac{c}{\Delta\nu} = \frac{c^3}{\nu^2 \Delta\nu (\Delta\theta)^2} \tag{7-7}$$

从光子观点看，由面积为 $(\Delta x)^2$ 的光源发出动量 $\mathbf{P}$ 限于很小的 $\Delta\theta$ 张角之内的光子，其动量测不准量为

$$\Delta P_X = \Delta P_Y \approx \mathbf{P}\,\Delta\theta = \frac{h\nu}{c}\Delta\theta$$

因为 $\Delta\theta$ 很小，所以

$$P_z \approx |\mathbf{P}|$$

$$\Delta P_Z \approx \Delta\,|\mathbf{P}| = \frac{h}{c}\Delta\nu$$

如果具有上述动量测不准量的光子处于同一相格之内，即处于同一光子态，则光子占有的相格空间体积为

$$\begin{aligned}\Delta X \Delta Y \Delta Z &= \frac{h^3}{\Delta P_X \Delta P_Y \Delta P_Z} \\ &= \frac{c^3}{\nu^2 \Delta\nu (\Delta\theta)^2} \\ &= V_{cs}\end{aligned} \tag{7-8}$$

该式说明，相格的空间体积和光源的相干体积相等。因此属于同一光子状态的光子是相干的。

四、光子的简并度

组成光辐射的大量光子，将按一定方式分别处于不同的状态之内。处于每个状态内的光

子数目一般说来将随时间发生变化，但其平均值却是确定的。单个状态内的平均光子数目就定义为光子简并度。

值得强调的是，光子在不同状态内的分布情况将由光源的发光特性或光辐射与物质的相互作用特性所决定。

当光辐射与物质的相互作用处于热平衡状态时，光子按不同状态的分布规律可以准确地用普朗克的黑体辐射公式来表示。从光子观点看，普朗克公式有着明确的物理意义。用辐射场的能量密度的频谱分布函数 $\rho(\nu)$ 表示的普朗克公式是[3]

$$\rho(\nu)=\frac{8\pi\nu^2}{c^3}h\nu\frac{1}{\exp\left[\frac{h\nu}{kT}\right]-1} \tag{7-9}$$

式中 $\rho(\nu)$ 表示单位体积、频率 ν 处单位频带内的辐射能量；公式右边第一项 $8\pi\nu^2/c^3$，我们已经知道，就是光子场在频率 ν 处的态密度（或模式密度）；$h\nu$ 表示一个频率为 ν 的光量子能量；显然，剩下的最后一项 $1/\exp\left[\frac{h\nu}{kT}\right]-1$ 必须表示一个光子态中的平均光子数目，即热辐射源的光子简并度

$$\bar{n}_l=\frac{1}{\exp\left[\frac{h\nu}{kT}\right]-1} \tag{7-10}$$

式中下标 l 表示频率（或动量）接近的某一光子群。式中 k 是玻耳兹曼常数。如果令 $T=300$ 开尔文，$\lambda=1$ 微米，则 $\overline{n_l}\approx10^{-18}$。如此小的光子简并度所包含的物理意义是什么？这个问题可从爱因斯坦的光辐射理论中找到回答。

爱因斯坦针对二能级原子系统重新推导普朗克公式时，引入了两个极为重要的概念：光的自发发射和受激发射。在这个推导中，光与物质相互作用的模型是：假定参与相互作用的物质原子只有两个能级，即能态 2 和能态 1，相应的能量为 E_2 和 E_1。从高能态向低能态跃迁时，放出光子 $h\nu$，故有

$$E_2-E_1=h\nu \tag{7-11}$$

同样，由低能态向高能态跃迁时，吸收光子 $h\nu$。前一种跃迁的几率为

$$A_{21}+\rho(\nu,T)B_{21}$$

后一种跃迁的几率为

$$B_{12}\rho(\nu,T)$$

其中 A_{21} 是原子系统的自发发射跃迁几率；$B_{21}\rho(\nu,T)$ 是原子系统在 $\rho(\nu,T)$ 作用下产生受激发射的跃迁几率；$B_{12}\rho(\nu,T)$ 则是原子系统在 $\rho(\nu,T)$ 作用下发生受激吸收的跃迁几率。A_{21}、B_{21} 和 B_{12} 称为爱因斯坦系数。考虑到处于高低能态上的原子数在热平衡条件下服从玻耳兹曼分布，即

$$\frac{N_2}{N_1}=\frac{g_2}{g_1}\exp\left[-\frac{h\nu}{kT}\right] \tag{7-12}$$

以及热平衡条件下的能量守恒条件，不难证明

$$\rho(\nu,T)=\frac{A_{21}/B_{21}}{\frac{g_1}{g_2}\frac{B_{12}}{B_{21}}\exp\left[\frac{h\nu}{kT}\right]-1} \tag{7-13}$$

是里 g_1、g_2 分别为能级 E_1 和 E_2 的简并度，表示处于相应能级上的原子可能有的状态数。将

这个结果与普朗克公式比较即有

$$\frac{A_{21}}{B_{21}}=\frac{8\pi h\nu^3}{c^3} \tag{7-14}$$

$$\frac{g_1B_{12}}{g_2B_{21}}=1$$

这就是著名的爱因斯坦关系。如果把（7-10）式代入（7-13）式，则有

$$\bar{n}_l=\frac{B_{21}\rho(\nu,T)}{A_{21}} \tag{7-15}$$

式中假定了 $g_1=g_2$。该式表明，光子简并度等于受激跃迁几率与自发跃迁几率之比。因此，如果 $\bar{n}_l$ 值十分小，则表明光源的发光是以自发发射过程为主。从（7-10）式可以看出，要想用提高光源温度的方法来提高光子简并度的量值是不可能的。而现代的激光技术却开辟了一个有效的方法，可以获得 $\bar{n}_l=10^{20}$ 以上的受激辐射相干光。很显然，激光光子场的统计规律不再服从（7-10）式。这个问题我们后面还要详细讨论。

五、光子起伏

上面已经提到，一个状态内的光子数在任一瞬间是不确定的，只能说出一种几率分布。在所考虑的状态内，任一瞬间的光子数 n_l 与平均值 $\bar{n}_l$ 的偏差 $\Delta n_l=n_l-\bar{n}_l$ 对时间求平均后为零。因此，通常用偏差 Δn_l 的平方平均值来衡量偏差的大小，即

$$\begin{aligned}\overline{\Delta n_l^2}&=\overline{n_l^2-2\bar{n}_l n_l+\bar{n}_l^2}\\&=\overline{n_l^2}-\bar{n}_l^2\end{aligned} \tag{7-16}$$

$\overline{\Delta n_l^2}$ 称为光子起伏或涨落。式中 $\bar{n}_l$ 已由（7-10）式给出，从统计物理可知，

$$\bar{n}_l=\frac{1}{\exp\left[\frac{h\nu}{kT}\right]-1}=\frac{-\frac{\partial}{\partial\beta}(\sum\exp[-n_l\beta])}{\sum\exp[-n_l\beta]}$$

$$\overline{n_l^2}=\frac{\frac{\partial^2}{\partial\beta^2}\sum\exp[-n_l\beta]}{\sum\exp[-n_l\beta]}$$

$$\beta=\frac{h\nu}{kT}$$

运用这些关系，可以求得

$$\begin{aligned}\overline{\Delta n_l^2}&=\frac{\partial}{\partial\beta}\frac{\frac{\partial}{\partial\beta}\sum\exp[-n_l\beta]}{\sum\exp[-n_l\beta]}\\&=-\frac{\partial}{\partial\beta}\bar{n}_l\\&=\bar{n}_l+\bar{n}_l^2\end{aligned} \tag{7-17}$$

该式表明了单一状态内的光子起伏。如果有两个互相独立的状态，例如取 $l=1, 2$，那么两个状态内的光子起伏应为

$$\overline{(\Delta n_1+\Delta n_2)^2}=\overline{\Delta n_1^2}+\overline{\Delta n_2^2}+2\overline{\Delta n_1\Delta n_2}$$

因为两个状态是独立的，当然起伏 Δn_1 和 Δn_2 也将是独立的，故 $\overline{\Delta n_1\Delta n_2}=0$，于是

$$\overline{(\Delta n_1+\Delta n_2)^2} = \overline{\Delta_1^2} + \overline{\Delta n_2^2} \tag{7-18}$$

设$h\nu_1 \approx h\nu_2$，因此$\overline{n_1} \approx \overline{n_2}$。所以

$$\overline{\Delta n^2} = \overline{n} + \frac{\overline{n}^2}{2} \tag{7-19}$$

$$n = n_1 + n_2$$

把（7-19）式推广到N个相近的状态，即认为

$$h\nu_1 \approx h\nu_2 \approx \cdots \approx h\nu_N$$
$$\overline{n_1} \approx \overline{n_2} \approx \cdots \approx \overline{n_N}$$

则有

$$\overline{\Delta n^2} = \overline{n} + \frac{\overline{n}^2}{N} \tag{7-20}$$

（7-17）和（7-20）式中的两项有完全不同的物理意义。第一项表现出光的粒子性，因为粒子起伏满足$\overline{\Delta n^2} = \overline{n}$；第二项表现出光的波动性，因为波动干涉使得振幅的涨落正比于振幅的平方和[4]，于是得到光子涨落与光子数的平方成正比。

如果把一束单色光子流n分成两路n_1和n_2，并采用两路的相关接收，则发现两路输出的光电流起伏存在一定的相关性。把$n=n_1+n_2$代入（7-20）式，并注意到$\overline{\Delta n_1 \Delta n_2}$不再为零，便有

$$\overline{\Delta n_1 \Delta n_2} = \frac{\overline{n_1}\,\overline{n_2}}{N} \tag{7-21}$$

这时，

$$\overline{\Delta n^2} = \overline{\Delta n_1^2} + \overline{\Delta n_2^2} + 2\overline{\Delta n_1 \Delta n_2} \tag{7-22}$$

这一增多的部分$\overline{\Delta n_1 \Delta n_2}$说明同源光子或者说同态光子有凝聚在一起的趋势，称为光子凝聚。如果原子系统能被相干地激发，就可能获得相干的自发辐射，激光技术为此提供了可喜的前景。值得指出的是，由于激光的$\overline{n}$很高，因此其光子相关起伏应很强。但恰恰相反，激光光子相关起伏为零。这是因为激光已不满足普朗克分布，而是服从泊松分布。因此上述讨论对激光光子场不再适用。

第三节　电磁场的量子化描述[5]

量子电动力学建立了光和物质相互作用过程的正确的物理模型和理论。它的要点是：在对电磁场进行量子化描述的基础上，把量子化电磁场（即光子场）和与其发生相互作用的原子系统当作一个统一的物质体系进行量子力学处理，从而揭示出与光辐射有关的各种物理现象的规律。特别是，对自发辐射的产生以及由自发发射引起的激光振荡的线宽极限、振荡过程的光子起伏效应等能给出独有的正确解释。为此我们首先讨论电磁场的量子化描述。

为了简单，我们讨论如图7-1所示的开式平面光腔中的电磁场分布。腔中电磁场的运动规律，按照电动力学中的标准解法可以表示为

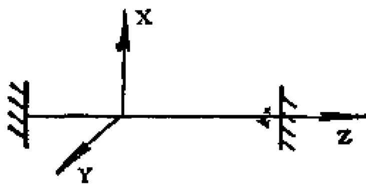


图7-1　开式平面光腔

$$E_{lx}(z,t) = A_l \exp[i(\Omega_l t + \Phi_l)]\sin K_l z \tag{7-23}$$

式中　Ω_l——第l个模的谐振角频率；

A_l——第l个模电场强度振幅；

Φ_l——第l个模的振动初位相；

K_l——第 l 个模波矢的绝对值，它在共振条件下满足关系

$$K_l = \frac{2\pi}{\lambda_l} = \frac{\Omega_l}{c}\eta = \frac{\pi l}{L} \qquad (l\text{取正整数}) \tag{7-24}$$

这里 λ_l——第 l 个模的谐振波长；

η——光腔内介质的折射率；

L——光腔腔长。

为了对这个光波模电磁场进行量子化描述，我们把（7-23）式改写为如下形式（暂时略去下标 l），

$$E_x(z,t) = q(t)\left(\frac{2\Omega^2 M}{V\varepsilon}\right)^{\frac{1}{2}}\sin Kz \tag{7-25}$$

式中 V——光腔体积；

M——人为引入的一个具有质量量纲的常数；

ε——腔中介质的电介常数；

$q(t)$——和（7-23）式中时间变化因子相对应的待求引入量，下面就会看出它的物理意义。

因为（7-25）和（7-23）式是描述的同一物理量，所以这两式应相等，这就要求

$$q(t) = A\exp[i(\Omega t+\Phi)]\left(\frac{V\varepsilon}{2\Omega^2 M}\right)^{\frac{1}{2}}$$

不难看出，$q(t)$是具有长度量纲的时间变量。从麦克斯韦方程组出发，利用（7-25）式可求得磁场强度为

$$H_y(z,t) = \dot{q}(t)\frac{\varepsilon}{K}\left(\frac{2\Omega^2 M}{V\varepsilon}\right)^{\frac{1}{2}}\cos Kz \tag{7-26}$$

由（7-25）和（7-26）式又可求得光腔 V 内的电磁场能量为

$$\mathscr{H} = \frac{1}{2}\int_V \frac{2M}{V}(q^2(t)\Omega^2\sin^2 Kz + \dot{q}^2(t)\cos^2 Kz)dV$$

$$= \frac{M}{V}\iint_S dxdy\int_0^L (q^2(t)\Omega^2\sin^2 Kz + \dot{q}^2(t)\cos^2 Kz)dz$$

$$= \frac{1}{2}(M\Omega^2 q^2(t) + M\dot{q}^2(t))$$

令

$$P = M\dot{q}(t)$$

它具有动量量纲，于是

$$\mathscr{H} = \frac{1}{2}\left(M\Omega^2 q^2(t) + \frac{P^2(t)}{M}\right) \tag{7-27}$$

如果把该式中的 q 和 P 分别理解为经典简谐振子的坐标和动量，那么很显然$\mathscr{H}$就表示一个具有质量 M、频率为 Ω 的经典简谐振子的哈密顿量（或能量）。经过这样改写之后，我们就得到一种物理观念：一个光波模式的电磁场与一个同频率的简谐振子相对应，或者说，我们可以把一个光波模式比拟为一个同频率的简谐振子。这样，我们利用量子力学对谐振子的处理即可得到对光波模电磁场的量子化描述。

为此，把 q 和 P 用相应的算符代替，则单模电磁场的哈密顿算符就是（再加上下标 l）

$$\widehat{\mathscr{H}}_l = \frac{1}{2}\left(M_l\Omega_l^2\widehat{q}_l^2 + \frac{\widehat{P}_l^2}{M_l}\right) \tag{7-28}$$

式中

$$\widehat{P}_l = -i\frac{\partial}{\partial q_l}$$

$$\widehat{q}_l = q_l$$

$\widehat{P}_l$ 和 $\widehat{q}_l$ 均为厄米算符并满足对易关系

$$[\widehat{P}_l, \widehat{q}_l] = -i\hbar \tag{7-29}$$

为了便于讨论场和原子的相互作用，我们再定义两个新的算符

$$\widehat{a}_l = (2M_l\hbar\Omega_l)^{-\frac{1}{2}}(M_l\Omega_l\widehat{q}_l + i\widehat{P}_l) \tag{7-30}$$

$$\widehat{a}_l^+ = (2M_l\hbar\Omega_l)^{-\frac{1}{2}}(M_l\Omega_l\widehat{q}_l - i\widehat{P}_l) \tag{7-31}$$

于是，$\widehat{q}_l$ 和 $\widehat{P}_l$ 又可用 $\widehat{a}_l$ 和 $\widehat{a}_l^+$ 表示为

$$\widehat{q}_l = \left(\frac{\hbar}{2M_l\Omega_l}\right)^{\frac{1}{2}}(\widehat{a}_l^+ + \widehat{a}_l) \tag{7-32}$$

$$\widehat{P}_l = i\left(\frac{M_l\hbar\Omega_l}{2}\right)^{\frac{1}{2}}(\widehat{a}_l^+ - \widehat{a}_l) \tag{7-33}$$

这样我们就可得到第 l 个模的电场算符为

$$\widehat{E}_{lx}(z, t) = \left(\frac{\hbar\Omega_l}{V\varepsilon}\right)^{\frac{1}{2}}(\widehat{a}_l^+ + \widehat{a}_l)\sin K_l z \tag{7-34}$$

从式（7-30）和（7-31）出发，并利用（7-29）式，我们又可求得算符 $\widehat{a}_l^+$ 和 $\widehat{a}_l$ 的对易关系为

$$[\widehat{a}_l, \widehat{a}_l^+] = 1 \tag{7-35}$$

$$[\widehat{a}_l, \widehat{a}_l] = 0 \tag{7-36}$$

$$[\widehat{a}_l^+, \widehat{a}_l^+] = 0 \tag{7-37}$$

把（7-32）和（7-33）代入（7-28）式，并利用（7-35）式即可得到

$$\widehat{\mathscr{H}}_l = \frac{\hbar\Omega_l}{2}(\widehat{a}_l\widehat{a}_l^+ + \widehat{a}_l^+\widehat{a}_l)$$

$$= \hbar\Omega_l\left(\widehat{a}_l^+\widehat{a}_l + \frac{1}{2}\right) \tag{7-38}$$

相应的对易关系为

$$[\widehat{\mathscr{H}}_l, \widehat{a}_l] = -\hbar\Omega_l\widehat{a}_l \tag{7-39}$$

$$[\widehat{\mathscr{H}}_l, \widehat{a}_l^+] = \hbar\Omega_l\widehat{a}_l^+ \tag{7-40}$$

根据海森堡算符运动方程

$$\frac{d\widehat{a}_l}{dt} = \frac{1}{i\hbar}[\widehat{a}_l, \widehat{\mathscr{H}}_l]$$

$$= -i\Omega_l\widehat{a}_l$$

即可求得 $\widehat{a}_l$ 和 $\widehat{a}_l^+$ 随时间 t 的变化规律为

$$\widehat{a}_l(t) = \widehat{a}_l(0)\exp[-i\Omega_l t] \tag{7-41}$$

$$\hat{a}_l^\dagger(t) = \hat{a}_l^\dagger(0)\exp[i\Omega_l t]$$

现在我们来看算符$\hat{a}_l$和$\hat{a}_l^\dagger$所代表的物理意义。为此，我们令$|n_l>$表示第l个模的本征值为E_{n_l}的能量本征态，于是本征方程可以写成

$$\hat{\mathscr{H}}_l|n_l> = \hbar\Omega_l\left(\hat{a}_l^\dagger\hat{a}_l + \frac{1}{2}\right)|n_l> = E_{n_l}|n_l> \tag{7-42}$$

用$\hat{a}_l^\dagger$左乘上式两边，并注意到（7-35）式的对易关系，则本征方程又可改写成

$$\hat{\mathscr{H}}_l\hat{a}_l^\dagger|n_l> = (E_{n_l} + \hbar\Omega_l)\hat{a}_l^\dagger|n_l> \tag{7-43}$$

该式说明，$\hat{a}_l^\dagger|n_l>$又是第l个模的本征值为$(E_{n_l}+\hbar\Omega_l)$的本征态。所以我们又可令

$$|n_l+1> = \hat{a}_l^\dagger|n_l> \tag{7-44}$$

$$E_{n_l+1} = E_{n_l} + \hbar\Omega_l \tag{7-45}$$

这样（7-43）式又可改写为

$$\hat{\mathscr{H}}_l|n_l+1> = E_{n_l+1}|n_l+1> \tag{7-46}$$

按照上述的类似做法，我们还可得到

$$\hat{\mathscr{H}}_l|n_l-1> = E_{n_l-1}|n_l-1> \tag{7-47}$$

这里

$$|n_l-1> = \hat{a}_l|n_l> \tag{7-48}$$

$$E_{n_l-1} = E_{n_l} - \hbar\Omega_l \tag{7-49}$$

另外，当$n_l=0$时，$|0>$就表示能量为E_0的基态。显然$\hat{a}_l|0>=0$，所以（7-42）式变成

$$\hat{\mathscr{H}}_l|0> = \frac{1}{2}\hbar\Omega_l|0> = E_0|0> \tag{7-50}$$

于是，

$$E_0 = \frac{1}{2}\hbar\Omega_l \tag{7-51}$$

最后，从（7-45）式可以得到

$$E_{n_l} = \left(n_l + \frac{1}{2}\right)\hbar\Omega_l \qquad n_l = 0,1,2,\cdots\cdots \tag{7-52}$$

式中n_l表示光子数，不同的n_l表示单模电磁场处于不同的能量状态或能级。这就是单模电磁场能量量子化的概念。式中另外一项$\frac{1}{2}\hbar\Omega_l$称为电磁场的零点能。说明光子数为零时，电磁场并不消失，而是存在着具有最小能量$E_0=\frac{1}{2}\hbar\Omega_l$的零点辐射场。在这种描述下，一个模式的电磁场既是能量为E_{n_l}的电磁波，又是n_l个光子组成的光子流，这就是光的波粒二象性。

从方程（7-44）和（7-48）可见，算符$\hat{a}_l^\dagger$（或$\hat{a}_l$）作用在$|n_l>$上将得到新的本征态$|n_l+1>$（或$|n_l-1>$），而这意味着产生（或消失）了一个能量为$\hbar\Omega_l$的光子。因此通常把$\hat{a}_l^\dagger$和$\hat{a}_l$分别称为光子产生算符和光子消失算符。电磁场能量量子化以及算符$\hat{a}_l^\dagger$和$\hat{a}_l$的作用如图7-2所示。

以上讨论了单模电磁场的量子化。光腔内的任意多模场 $E_x(z,t)$ 的量子化如何描述？基本思想是多模场可以表示为单一本征模的线性迭加，即

$$E_x(z,t)=\sum_l q_l(t)\left(\frac{2M_l\Omega_l}{V\varepsilon}\right)^{\frac{1}{2}}\sin K_l z \tag{7-53}$$

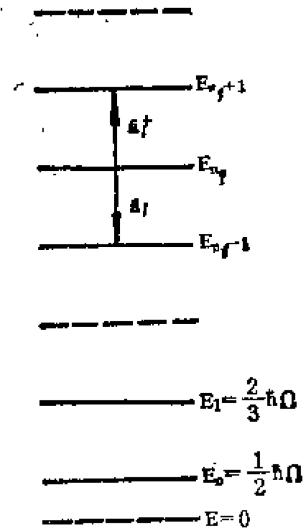


图 7-2 电磁场能量量子化和 $\hat{a}_l^+$ 及 $\hat{a}_l$ 的作用示意图

因而对多模场同样可得到下列量子化描述的基关系式。

场的哈密顿算符 $\hat{\mathscr{H}}_F$：

$$\hat{\mathscr{H}}_F=\sum_l \hbar\Omega_l\left(\hat{a}_l^+\hat{a}_l+\frac{1}{2}\right)$$

$$=\sum_l\hat{\mathscr{H}}_l \tag{7-54}$$

$\hat{\mathscr{H}}_F$ 的能量本征值为

$$E=\sum_l \hbar\Omega_l\left(n_l+\frac{1}{2}\right) \tag{7-55}$$

相应的本征函数为

$$|\psi\rangle=|n_1,\ n_2\cdots n_l\cdots\rangle$$
$$=|n_1\rangle|n_2\rangle\cdots|n_l\rangle\cdots \tag{7-56}$$

它表示多模场在第 1 个模中有 n_1 个光子，在第 2 个模中有 n_2 个光子，……，在第 l 个模中有 n_l 个光子。

$\hat{a}_l^+$ 和 $\hat{a}_l$ 对 $|\psi\rangle$ 的作用效果是

$$\hat{a}_l^+|\psi\rangle=|n_1,\ n_2\cdots n_l+1\cdots\rangle \tag{7-57}$$

$$\hat{a}_l|\psi\rangle=|n_1,n_2\cdots n_l-1\cdots\rangle \tag{7-58}$$

即第 l 个模算符只对第 l 个模起作用。

最后，电场算符可写成

$$\hat{E}_x(z,t)=\sum_l\left(\frac{\hbar\Omega_l}{V\varepsilon}\right)^{\frac{1}{2}}(\hat{a}_l^++\hat{a}_l)\sin K_l z \tag{7-59}$$

第四节 密 度 矩 阵[6]

在描述由大量光子组成的辐射场与大量原子系统所构成的激活介质之间的相互作用时，需要用到密度矩阵这种处理方法。这是因为，激活介质和光子场的微观初始状态不能由宏观条件来控制，无论是介质或是光子场的宏观可观察量作为相应算符的微观平均值，在这种情况下将涉及两种平均过程：一是量子力学的固有平均，即按确定状态的平均；二是将此平均结果再按各微观态出现的几率进行统计平均。涉及这两种平均过程时，采用密度矩阵方法是十分方便的。

下面我们以原子系统为例来讨论密度矩阵的基本概念。把每一个原子视为一个系统，大量全同系统组成一个系综。若系综内所有系统都处于相同的微观态 $|\psi\rangle$，则把此系综称为纯系综。宏观量是算符的系综平均值，纯系综平均就是态平均。

状态 $|\psi\rangle$ 可按某一算符的本征态 $|n\rangle$ 之全体（它们构成正交归一完备基）展开，

$$|\psi\rangle=\sum_n C_n|n\rangle$$

$$= \sum_n |n><n|\psi> \tag{7-60}$$

宏观可观察量 F 之系综平均为

$$\begin{aligned}\langle F\rangle &= \langle\psi|F|\psi\rangle \\ &= \sum_{n,m} C_n^* C_m \langle n|F|m\rangle \\ &= \sum_{n,m} \langle\psi|n\rangle\langle n|F|m\rangle\langle m|\psi\rangle\end{aligned} \tag{7-61}$$

我们定义纯系综密度算符

$$\rho = |\psi\rangle\langle\psi| \tag{7-62}$$

在选定基的表象中，ρ是一个矩阵，称为密度矩阵。它的矩阵元为

$$\begin{aligned}\rho_{mn} &= \langle m|\psi\rangle\langle\psi|n\rangle \\ &= C_m C_n^*\end{aligned}$$

这样一来，宏观量平均值又可表示为

$$\begin{aligned}\langle F\rangle &= \sum_{n,m} \rho_{mn} F_{nm} \\ &= T_r(\rho F)\end{aligned} \tag{7-63}$$

这里 T_r 符号表示对矩阵求迹。

若系综内各系统允许处于不同的状态，则不能再用一个态矢量来描写整个系综，这种各种状态混合在一起的系综称为混合系综。如果系综有 N 个系统，其中有 N_k 个系统处于状态 $|\psi_k\rangle$，则

$$|\psi_k\rangle = \sum_n C_n^k |n\rangle \tag{7-64}$$

这 N_k 个处于 $|\psi_k\rangle$的系统构成一个纯子系综。宏观量按该子系综的平均结果为

$$\begin{aligned}\langle F\rangle_k &= \langle\psi_k|F|\psi_k\rangle \\ &= T_r(\rho_k F)\end{aligned} \tag{7-65}$$

显然，宏观量对整个混合系综的平均，还应再将$\langle F\rangle_k$ 对系综数按状态的分布再做统计平均。如果用 p_k 表示一个系统处于 $|\psi_k\rangle$态的几率，则 $p_k = N_k/N$。结果宏观量的统计平均为

$$\begin{aligned}\langle F\rangle &= \sum_k p_k \langle F\rangle_k \\ &= \sum_k p_k \langle\psi_k|F|\psi_k\rangle \\ &= \sum_{n,m}\sum_k p_k \langle\psi_k|n\rangle\langle n|F|m\rangle\langle m|\psi_k\rangle \\ &= \sum_{n,m}\sum_k p_k \langle m|\psi_k\rangle\langle\psi_k|n\rangle\langle n|F|n\rangle\end{aligned} \tag{7-66}$$

我们再定义混合系综的密度算符

$$\rho = \sum_k p_k |\psi_k\rangle\langle\psi_k|$$

$$=\sum_k p_k \rho_k \tag{7-67}$$

所以，

$$\langle F\rangle=\sum_{n,m}\rho_{mn}F_{nm}$$
$$=\mathrm{Tr}(\rho F) \tag{7-68}$$

比较（7-63）和（7-68）式，形式上完全一致。这表明，当混合系综过渡到纯系综时，统计平均这一步也就自动消失了。可以看到，只要能求得系综的密度矩阵，任何可观察量也就能很方便地进行理论计算了。

密度矩阵的物理意义可从密度矩阵的矩阵元的意义来了解。先看对角元 ρ_{nn}，

$$\rho_{nn}=\sum_k p_k C_n^k C_n^{k*}$$
$$=\sum_k p_k |\langle n|\psi_k\rangle|^2$$
$$=\sum_k p_k |C_n^k|^2 \tag{7-69}$$

显然它表示系综内一个系统处于本征态 $|n\rangle$ 的几率。从算符平均值公式

$$\langle F\rangle=\sum_{n,m}\rho_{mn}F_{nm}$$
$$=\sum_m \rho_{mm}F_{mm}+\sum_{m\neq n}\rho_{mn}F_{nm} \tag{7-70}$$

中可看出非对角元的意义。若上式中 $\rho_{mn}(m\neq n)=0$，则宏观量的系综平均即为该量按本征态平均值的加权平均。权重就是系统处于该本征态的几率。若 $\rho_{mn}(m\neq n)\neq 0$，由定义

$$\rho_{mn}=\sum_k p_k C_m^k C_n^{k*}$$

可知，若各系统 C_m^k 和 C_n^k 之间的相对位相分布是随机的，则 $\rho_{mn}=0$。当 $\rho_{mn}\neq 0$ 时，说明这两个态之间有某种程度的相干，所以非对角元的大小表示了态之间的相干程度。这种相干使得宏观量的系综平均值增大。

密度矩阵有如下性质：

$$\rho=\rho^* \tag{7-71}$$

$$\rho_{mm}\geqslant 0 \tag{7-72}$$

$$\sum_m \rho_{mm}=1 \tag{7-73}$$

密度矩阵的运动方程可从薛定谔方程直接求出：

$$\dot{\rho}=-\frac{i}{\hbar}[\mathscr{H},\rho] \tag{7-74}$$

该式又称为量子刘维方程。

当我们讨论光子场和原子体系相互作用时，将涉及两个体系 A 和 B。令 A 代表光子场，B 代表原子体系。按照量子电动力学的观点，现在应当把 A 和 B 两个体系视为一个整体。这个总体系的密度矩阵用 ρ_{AB} 描述。如果我们考察的对象是光子场，即研究 ρ_A 的变化规律，

这时可把 B 体系视为 A 体系的"热浴"，即环境，研究 A 体系在 B 体系影响下如何变化。

在量子统计中，算符 F_A 的平均值

$$\langle F_A\rangle = \sum_{\substack{\alpha\alpha'\\ \beta\beta'}} \rho_{\alpha\beta,\alpha'\beta'} F_{\alpha'\alpha}\delta_{\beta'\beta} \tag{7-75}$$

式中 $\rho_{\alpha\beta,\alpha'\beta'}$——$\rho_{AB}$ 的矩阵元；

α,α'——A 体系的状态指数；

β,β'——B 体系的状态指数。

因为 F_A 只与 α,α' 有关，故 B 体系用 $\delta_{\beta'\beta}$ 表示。在这种理解下，(7-75) 式又可改写为

$$\begin{aligned}\langle F_A\rangle &= \sum_{\alpha\alpha'}\Big(\sum_{\beta\beta'}\rho_{\alpha\beta,\alpha'\beta'}\delta_{\beta'\beta}\Big)F_{\alpha'\alpha}\\ &= \sum_{\alpha\alpha'}(\rho_A)_{\alpha\alpha'}F_{\alpha'\alpha}\\ &= T_{r_A}(\rho_A F_A)\end{aligned} \tag{7-76}$$

这里

$$\begin{aligned}(\rho_A)_{\alpha\alpha'} &= \sum_{\beta\beta'}\rho_{\alpha\beta,\alpha'\beta'}\delta_{\beta'\beta}\\ &= \sum_{\beta}\rho_{\alpha\beta,\alpha'\beta}\\ &= (T_{r_B}\rho_{AB})_{\alpha\alpha'}\end{aligned}$$

也就是

$$\rho_A = T_{r_B}(\rho_{AB}) \tag{7-77}$$

这告诉我们，从复合体系的密度矩阵 ρ_{AB} 出发，对 B 体系的量子态求迹可求出 ρ_A，然后再求 $\langle F_A\rangle$。人们通常又称 ρ_A 为复合体系 AB 的约化密度矩阵。

第五节 光与物质的相互作用[7]

现在我们从量子电动力学的观念出发讨论光子场和原子体系的相互作用问题。为了简化讨论，假定原子是二能级系统，光子场是单一模式，而且两者发生近共振作用。讨论中忽略原子热运动影响，不计场模的空间变化。

一、体系的总哈密顿

由 (7-38) 式表示的场的哈密顿可改写为

$$\begin{aligned}\mathscr{H}_F &= \hbar\Omega\left(a^+a+\frac{1}{2}\right)\\ &= \hbar H_F\end{aligned} \tag{7-78}$$

二能级($E_a > E_b$)原子系统的哈密顿是

$$\begin{aligned}\mathscr{H}_F &= \hbar H_A\\ &= \hbar\begin{pmatrix}\omega_a & 0\\ 0 & \omega_b\end{pmatrix}\end{aligned} \tag{7-79}$$

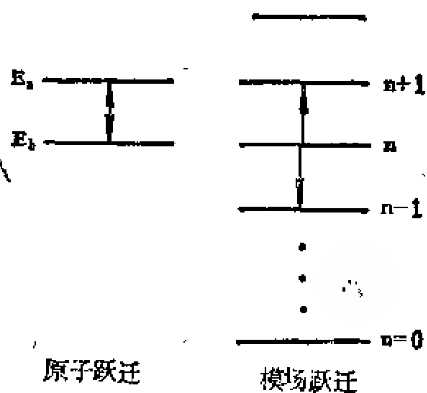


图7-3 场与原子组成的总体系

场与原子组成的总体系如图 7-3 所示。原子状态的变化用升降算符 σ_+ 和 σ_- 来描写，它们是

$$\sigma_+ = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}; \quad \sigma_- = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \tag{7-80}$$

它们对原子状态的作用可表示为

$$\sigma_+\begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}; \quad \sigma_-\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$$

显然，σ_+ 表示上跃迁，σ_- 表下跃迁。利用 σ_+ 和 σ_- 又可把 H_A 表示为

$$H_A = \omega_a\sigma_+\sigma_- + \omega_b\sigma_-\sigma_+ \tag{7-81}$$

原子和场的相互作用哈密顿是

$$\begin{aligned} \mathscr{V} &= \hbar V \\ &= \hbar\begin{pmatrix} 0 & V_{ab} \\ V_{ba} & 0 \end{pmatrix} \\ &= \hbar V_{ab}(\sigma_+ + \sigma_-) \end{aligned} \tag{7-82}$$

其中

$$V_{ab} = V_{ba} = -\frac{e}{\hbar}\langle x_{ab}\rangle E_x \tag{7-83}$$

利用（7-34）式，

$$V_{ab} = -g(a + a^+) \tag{7-84}$$

式中

$$g = -e\xi\langle x_{ab}\rangle \cdot \frac{1}{\sqrt{2}\,\hbar} \tag{7-85}$$

称为耦合常数。这里 $\xi = (\hbar\Omega/\varepsilon V)^{\frac{1}{2}}$，$\frac{1}{\sqrt{2}}$ 代替 $\sin Kz$，表示不计场的空间变化。

体系的总哈密顿

$$\begin{aligned} \mathscr{H} &= \hbar H \\ H &= H_F + H_A + V \\ &= H_0 + V \end{aligned} \tag{7-86}$$

注意到（7-78）、（7-81）和（7-82）式

$$H = \Omega\left(a^+ + a + \frac{1}{2}\right) + \omega_a\sigma_+\sigma_- + \omega_b\sigma_-\sigma_+ + g(a + a^+)(\sigma_+ + \sigma_-) \tag{7-87}$$

式中最后一项里实际上包含了四种作用过程：

①$a\sigma_+$ 作用，$b \to a$，吸收光子；

②$a\sigma_-$ 作用，$a \to b$，吸收光子；

③$a^+\sigma_+$ 作用，$b \to a$，放出光子；

④$a^+\sigma_-$ 作用，$a \to b$，放出光子。

这四种作用过程中只有①、④作用过程满足能量守恒，②、③作用过程不满足能量守恒。因此，在相互作用项 V 中只能保留①、④两项。所以，我们取

$$
\begin{aligned}
V &= g(a\sigma_+ + a^+\sigma_-) \\
&= g\begin{pmatrix} 0 & a \\ a^+ & 0 \end{pmatrix}
\end{aligned}
\tag{7-88}
$$

二、体系密度算符的运动方程

按照（7-74）式，复合体系密度算符的运动方程为

$$\dot{\rho}^{(s)}_{FA} = -i[(H_0^{(s)} + V^{(s)}), \rho^{(s)}_{FA}] \tag{7-89}$$

式中各量右上角(s)表示薛定谔表象。如果用(I)表示相互作用表象，则(I)和(s)表象之间的变换公式为

$$F^{(I)} = \exp[iH_0 t]F^{(s)}\exp[-iH_0 t]$$

这里用 F 表示任一算符。于是，（7-89）式在相互作用表象中变成

$$\dot{\rho}^{(I)}_{FA} = -i[V^{(I)}, \rho^{(I)}_{FA}] \tag{7-90}$$

可以证明，在共振作用条件下，相互作用项 V 在两种表象中形式不变，即

$$V^{(I)} = V^{(s)} = g\begin{pmatrix} 0 & a \\ a^+ & 0 \end{pmatrix} \tag{7-91}$$

因此，为了书写简便，在下面讨论中我们使用相互作用表象，但略去右上角(I)。

设 $t = t_0$ 时，$\rho_{FA} = \rho_{FA}(t_0)$，由（7-90）式可知

$$\rho_{FA}(t) = \rho_{FA}(t_0) - i\int_{t_0}^{t} [V(t'), \rho_{FA}(t')]dt' \tag{7-92}$$

令

$$\rho_{FA}(t) = \rho^{(0)}_{FA}(t) + \rho^{(1)}_{FA}(t) + \rho^{(2)}_{FA}(t) + \cdots\cdots \tag{7-93}$$

其中

$$
\begin{aligned}
\rho^{(0)}_{FA} &= \rho_{FA}(t_0) \\
&= \rho_F(t_0)\rho_A(t_0) \\
&= \rho_0\rho_A(t_0)
\end{aligned}
$$

表示 $t = t_0$ 时原子和场不相关。若设 $t = t_0$ 时原子处于上能级 a，即

$$\rho_A(t_0) = |a\rangle\langle a| = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$$

显然，

$$\rho_{FA}(t_0) = \begin{pmatrix} \rho_0 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \tag{7-94}$$

把（7-93）、（7-94）及（7-91）代入（7-92），依次可得

$$
\begin{aligned}
\rho^{(1)}_{FA}(t) &= -ig\int_{t_0}^{t} dt' \left[\begin{pmatrix} 0 & a \\ a^+ & 0 \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \rho_0 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}\right] \\
&= -ig(t - t_0)\begin{pmatrix} 0 & -\rho_0 a \\ a^+\rho_0 & 0 \end{pmatrix}
\end{aligned}
\tag{7-95}
$$

$$\rho^{(2)}_{FA}(t) = \frac{(-ig)^2}{2!}(t - t_0)^2\begin{pmatrix} aa^+\rho_0 + \rho_0 aa^+ & 0 \\ 0 & -2a^+\rho_0 a \end{pmatrix} \tag{7-96}$$

$$\rho^{(3)}_{FA}(t) = \frac{(-ig)^3}{3!}(t - t_0)^3\begin{pmatrix} 0 & -\rho_0 aa^+a - 3aa^+\rho_0 a \\ a^+aa^+\rho_0 + 3a^+\rho_0 aa^+ & 0 \end{pmatrix} \tag{7-97}$$

$$\rho_{FA}^{(4)}(t)=\frac{(-ig)^4}{4!}(t-t_0)^4$$
$$\times\begin{pmatrix} aa^+aa^+\rho_0+6aa^+\rho_0aa^++\rho_0aa^+aa^+ & 0 \\ 0 & -4a^+\rho_0aa^+a-4a^+aa^+\rho_0a \end{pmatrix}$$
(7-98)

以上各式告诉我们，只有偶次阶解的对角元素不为零。因为求约化密度矩阵 ρ_F 时要对原子变量求迹，故只有偶次阶解才有贡献。因此，保留到四阶解是需要的。

如果 $t=t_0+T_1$，T_1 为原子寿命。那么 ρ_F 在 t_0 到 t_0+T_1 时间内的增量为

$$\begin{aligned}\delta\rho_F&=\mathrm{Tr}_A[\rho_{FA}(t_0+T_1)-\rho_{FA}(t_0)]\\&=-\frac{g^2}{2!}T_1^2(aa^+\rho_0+\rho_0aa^+-2a^+\rho_0a)\\&\quad+\frac{g^4}{4!}T_1^4(aa^+aa^+\rho_0+6aa^+\rho_0aa^++\rho_0aa^+aa^+\\&\quad-4a^+\rho_0aa^+a-4a^+aa^+\rho_0a)\end{aligned}\tag{7-99}$$

因为我们已设 $t=t_0$ 时原子处于上能级 a，故（7-99）式所表示的约化密度矩阵的增量 $\delta\rho_F$ 应对应增益情况，并记为$(\delta\rho_F)_G$。

类似地，如果 $t=t_0$ 时原子处于下能级 b，即

$$\rho_A(t_0)=|b\rangle\langle b|=\begin{pmatrix}0&0\\0&1\end{pmatrix}$$

那么 $\delta\rho_F$ 应对应于吸收损耗，并记为$(\delta\rho_F)_L$。因为损耗机制是线性的，因此只需要考虑最低阶非零解，即二阶解。故

$$(\delta\rho_F)_L=-\frac{g^2}{2!}T_1^2(a^+a\rho_0+\rho_0a^+a-2a\rho_0a^+)\tag{7-100}$$

进一步还应计入 Δt 时间内许多原子对光子场的贡献。通常采用“绝热”近似的简化处理方法，即认为场的变化周期的尺度 τ_F 远比原子系统变化周期的尺度 T_1 来得大，那么在 t_0 到 t_0+T_1 时间内光子场是慢变化的，即

$$\rho_F(t)\approx\rho_F(t_0)=\rho_0\qquad(t_0\leqslant t\leqslant t_0+T_1)$$

在比 τ_F 小得多但又足够长的 Δt 内，即

$$T_1\leqslant\Delta t\ll\tau_F$$

情况下，如果单位体积单位时间原子的泵浦率为 λ_a，则

$$\gamma_a\Delta t=\lambda_aV\Delta t\tag{7-101}$$

这里 γ_a 表示在 Δt 内每秒激激到 $|a\rangle$ 态的原子数。利用 γ_a，原子在 Δt 内对光场增益的总贡献又可表示为

$$(\Delta\rho_F)_G=\gamma_a\Delta t(\delta\rho_F)_G\tag{7-102}$$

进而改写为

$$\left(\frac{d\rho_F}{dt}\right)_G=\gamma_a(\delta\rho_F)_G\tag{7-103}$$

对损耗做类似处理，最后可求得光子场约化密度矩阵 ρ（省掉下标 F）的运动方程为

$$\frac{d\rho}{dt}=\left(\frac{d\rho}{dt}\right)_G+\left(\frac{d\rho}{dt}\right)_L$$

$$= -\frac{A}{2}(aa^+\rho + \rho aa^+ - 2a^+\rho a)$$
$$+\frac{B}{8}(aa^+aa^+\rho + 6aa^+\rho aa^+ + \rho aa^+aa^+ - 4a^+\rho aa^+a - 4a^+aa^+\rho a)$$
$$-\frac{C}{2}(a^+a\rho + \rho a^+a - 2a\rho a^+) \tag{7-104}$$

式中

$$A = \gamma_a g^2 T_1^2 \tag{7-105}$$

$$B = 8\gamma_a g^4 T_1^4 \cdot \frac{1}{4!} = \frac{1}{3} g^2 T_1^2 A \tag{7-106}$$

$$C = \frac{\Omega}{Q} \tag{7-107}$$

Q 是光腔品质因素。

在光子数表象中，$\rho_{nm} = \langle n|\rho|m\rangle$的运动方程可以简化为

$$\frac{d\rho_{nm}}{dt} = -[(n+1)R_{nm} + (m+1)R_{mn}]\rho_{nm}$$
$$+[R_{n-1\,m-1} + R_{m-1\,n-1}](nm)^{\frac{1}{2}}\rho_{n-1\,m-1}$$
$$-\left[\frac{1}{2}(n+m)\rho_{nm} - (n+1)^{\frac{1}{2}}(m+1)^{\frac{1}{2}}\rho_{n+1\,m+1}\right]C \tag{7-108}$$

式中

$$R_{nm} = \frac{A}{2} - \frac{B}{8}[3(m+1) + (n+1)] \tag{7-109}$$

当 $m = n$ 时，

$$\frac{d\rho_{nn}}{dt} = (A - Bn)n\rho_{n-1\,n-1} - [A - B(n+1)](n+1)\rho_{nn} - Cn\rho_{nn} +$$
$$+C(n+1)\rho_{n+1\,n+1} \tag{7-110}$$

该式的物理意义可用图 7-4 来说明。图中 $|n+1\rangle$，$|n\rangle$，$|n-1\rangle$ 为光子数目相差 1 的三个光子数态；C 项是损耗项；$An\rho_{n-1\,n-1}$ 为正，使 ρ_{nn} 增加；$-A(n+1)\rho_{nn}$ 项为负，使 ρ_{nn} 减少，但使 $\rho_{n+1\,n+1}$ 增加；所以这两项均表示光子数的增加，对光子场而言就是增益，且分别正比于n 和$(n+1)$，即正比于光强，故A 项代表线性增益；B 项的作用与 A 项正好相反，而且分别正比于 n^2 和$(n+1)^2$，即正比于光强的平方，这代表饱和作用，即增益饱和。

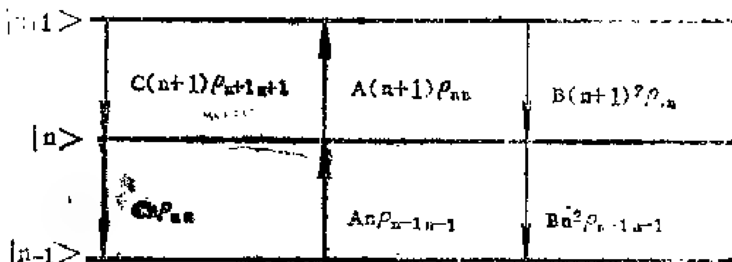


图 7-4　(7-110) 式物理意义图示

此外，从平均光子数

$$\langle n(t)\rangle = \sum_n n\rho_{nn}(t) \tag{7-111}$$

来看，平均光子数的运动方程为

$$\frac{d}{dt}\langle n(t)\rangle=(A-C)\langle n\rangle+A-B[\langle n^2\rangle+2\langle n\rangle+1] \tag{7-112}$$

式中只保留了饱和项中的$\langle n^2\rangle$项。显然要使光子数增长，必须要求

$$A>C \tag{7-113}$$

由此得激光振荡的阈值条件

$$A=C \tag{7-114}$$

代入A项表达式，并注意到阈值集居反转数

$$\overline{N}_{th}=\frac{\lambda_a}{\gamma_a} \tag{7-115}$$

则可求得与半经典结果一致的结论。尤其是，从（7-112）式可以看出，如果在零场条件下，即$\langle n\rangle=0$，因为A项的存在，$\langle\dot{n}\rangle\neq0$，这说明激光场从零场开始建立是由于$A$项存在，即零场能并不为零的原因。

第六节　激光光子统计[7]

一、光的相干态

我们已经知道，单模光场的E_x和H_y可以用坐标变量$q(t)$和动量变量$p(t)$表示。作为量子化的基本特征，$\Delta q(t)$和$\Delta p(t)$应满足测不准关系

$$\Delta q(t)\ \Delta p(t)\geqslant\frac{1}{2}\hbar \tag{7-116}$$

相应地有

$$\Delta E_x\Delta H_y\geqslant\frac{1}{2}\hbar\left(\frac{2\Omega^2}{VK}\right) \tag{7-117}$$

如果对任意时刻t，上式中等号成立，即满足“最低测不准”要求，则把相应于这种情况的光子场称为光的相干态，其态矢量用$|v\rangle$表示。

因为在单模相干态$|v\rangle$中，光子数n可以从零至无穷大取值，因此一般说来，相干态$|v\rangle$应为光子数态$|n\rangle$的迭加，即

$$|v\rangle=\sum_{n=0}^{\infty}|n\rangle\langle n|v\rangle \tag{7-118}$$

因为“真空”态$|0\rangle$（该模中没有光子）与该模对应的谐振子的基态相对应，即

$$a|0\rangle=0,\ \langle 0|0\rangle=1 \tag{7-119}$$

所以，归一化的n光子态$|n\rangle$就相应于该谐振子的第n个激发态，即

$$|n\rangle=\frac{(a^+)^n}{\sqrt{n!}}|0\rangle,\ \langle n|n\rangle=1 \tag{7-120}$$

再注意到单模相干态$|v\rangle$应当是光子消失算符的本征态，且本征值为v，即

$$a|v\rangle=v|v\rangle \tag{7-121}$$

因此，（7-118）式中的展开系数$\langle n|v\rangle$为

$$\langle n|v\rangle=\langle 0|\frac{a^n}{\sqrt{n!}}|v\rangle$$

$$= \frac{v^n}{\sqrt{n!}} \langle 0 | v \rangle \tag{7-122}$$

于是单模相干态又可写为

$$| v \rangle = \langle 0 | v \rangle \sum_{n=0}^{\infty} \frac{v^n}{\sqrt{n!}} | n \rangle \tag{7-123}$$

由归一化条件

$$\begin{aligned} \langle v | v \rangle &= | \langle 0 | v \rangle |^2 \sum_{n=0}^{\infty} \frac{| v |^{2n}}{n!} \\ &= \exp[| v |^2] | \langle 0 | v \rangle |^2 \\ &= 1 \end{aligned} \tag{7-124}$$

可以求得

$$\langle 0 | v \rangle = \exp\left[-\frac{1}{2} | v |^2 \right] \tag{7-125}$$

最后有

$$| v \rangle = \exp\left[-\frac{1}{2} | v |^2 \right] \sum_{n=0}^{\infty} \frac{v^n}{\sqrt{n!}} | n \rangle \tag{7-126}$$

利用光子数算符

$$a^+ a | n \rangle = n | n \rangle \tag{7-127}$$

可求得光子数 n 在相干态$| v \rangle$中的平均值为

$$\begin{aligned} \langle n \rangle &= \langle v | a^+ a | v \rangle \\ &= | v |^2 \end{aligned} \tag{7-128}$$

因为算符 a 不是厄米的，故其本征值 v 可以取复数值。可见，相干态本征值的绝对值平方就是光子数在态$| v \rangle$中的平均值。显然，在$| v \rangle$中找到光子数为 n 的几率为

$$\begin{aligned} p_n &= | \langle n | v \rangle |^2 \\ &= \frac{\langle n \rangle^n}{n!} \exp[- \langle n \rangle] \end{aligned} \tag{7-129}$$

显然，它属于泊松分布

二、热平衡下的光子统计

把 ρ_{nn}的运动方程（7-110）式改写为

$$\dot{\rho}_{nn} = -[R_a(n+1) + R_b n]\rho_{nn} + R_a n \rho_{n-1\ n-1} + R_b(n+1)\rho_{n+1\ n+1} \tag{7-130}$$

式中 $R_a = A - Bn - B$ 表示光子增加率；

$R_b = \Omega / Q$ 表示光子减少率。

该式的物理意义可以通过图7-5 所示的物理过程去理解。

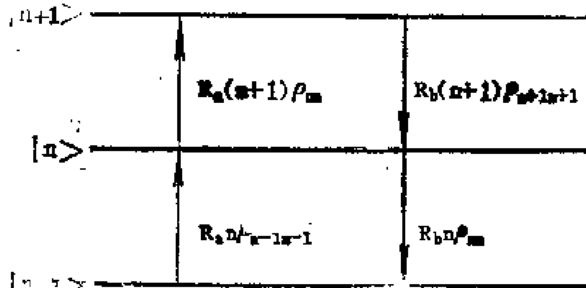


图 7-5 公式（7-130）的物理过程

由热平衡条件下的细致平衡原理

$$R_a n \rho_{n-1\ n-1} = R_b n \rho_{nn} \tag{7-131}$$

可以求知

$$\rho_{nn} = \frac{R_a}{R_b} \rho_{n-1\ n-1} \tag{7-132}$$

因为 R_a 代表光子增加率，R_b 代表光子减少率，所以 R_a 与 R_b 之比正比于上下能级原子集居数之比，即服从玻耳兹曼分布，

$$\frac{R_a}{R_b}=\exp\left[\frac{-\hbar\omega}{kT}\right] \tag{7-133}$$

$$\hbar\omega=\hbar(\omega_a-\omega_b)$$

所以，

$$\rho_{nn}=\exp\left[-\frac{\hbar\omega}{kT}\right]\rho_{n-1\,n-1} \tag{7-134}$$

注意到（7-132）式的递推关系，又有

$$\rho_{nn}=\exp\left[-\frac{\hbar\omega n}{kT}\right]\rho_{00} \tag{7-135}$$

利用归一化条件

$$\sum_n\rho_{nn}=1$$

即可求得

$$\rho_{nn}=\exp\left[-\frac{\hbar\omega n}{kT}\right]\left\{1-\exp\left[-\frac{\hbar\omega}{kT}\right]\right\} \tag{7-136}$$

这就是热平衡条件下光子场随温度、光子数 n 的变化规律。显然，在 $n=0$ 时，ρ_{nn} 最大。光子数的平均值为

$$\begin{aligned}\langle n\rangle&=\sum_n n\rho_{nn}\\&=\frac{1}{\exp\left[\frac{\hbar\omega}{kT}\right]-1}\end{aligned} \tag{2-137}$$

它表示在 ω 处单位频带内各相应态内的平均光子数，即光子简并度。

以状态数密度乘上式，即得著名的普朗克公式

$$\rho(\nu)=\frac{8\pi h\nu^3}{c^3}\frac{1}{\exp\left[\frac{h\nu}{kT}\right]-1} \tag{7-138}$$

把（7-137）式代入（7-136）式，即可求得与温度T相应的各状态中光子数的分布概率为

$$p_n=\rho_{nn}=\frac{\langle n\rangle^n}{(1+\langle n\rangle)^{n+1}} \tag{7-139}$$

从该式可见，$n=0$ 时的概率最大。这与（7-129）式完全不同，而属于高斯分布。这是非相干光的基本特点。

三、激光光子统计

在稳态条件下，$\dot{\rho}_{nn}=0$，$|n\rangle$ 和 $|n+1\rangle$，$|n\rangle$ 和 $|n-1\rangle$ 态之间建立平衡。由（7-110）式得

$$C n\rho_{nn}=(A-Bn)n\rho_{n-1\,n-1}$$

$$C(n+1)\rho_{n+1\,n+1}=[A-(n+1)B](n+1)\rho_{nn}$$

可以证明，

$$\rho_{nn}=N_p\prod_{k=1}^{n}\frac{A-Bk}{C} \tag{7-140}$$

式中 N_p 为归一化常数。

①在阈值以下，$A<C$。这时 B 项可忽略不计，因而有

$$\rho_{nn}\approx\left(\frac{A}{C}\right)^n$$

显然 $n=0$ 时概率最大。这与上述热平衡黑体辐射时的分布相当，如图 7-6 中曲线 1 所示。

②在阈值上，$A=C$。这时

$$\frac{A-Bk}{C}=1-\frac{Bk}{C} \tag{7-141}$$

显然，对 $k>0$，上式均小于 1。因此 ρ_{nn} 仍在 $n=0$ 时最大，但与热平衡情况有所不同，随着 n 值增大，ρ_{nn} 单调下降，如图 7-6 中曲线 2 所示。

③在阈值以上，$A>C$。在稳态下净增益等于损耗，有

$$A-B\overline{n_s}=\frac{A-C}{B} \tag{7-142}$$

式中 B 为饱和参量，$\overline{n_s}$ 为稳态时的平均光子数。当 $n\ll\overline{n_s}$，$Bn\ll A$ 时，

$$\rho_{nn}\approx\left(\frac{A}{C}\right)^n$$

因为现在 $A>C$，故 ρ_{nn} 随 n 递增。但当 n 继续增大且接近于 $\overline{n_s}$ 时，因子

$$\frac{A-Bk}{C}\geqslant 1$$

致使 ρ_{nn} 随 n 的增长变慢。但当 n 超过 $\overline{n_s}$，且 k 亦大于 $\overline{n_s}$ 时，因子

$$\frac{A-Bk}{C}<1$$

于是，ρ_{nn} 又开始下降。最后，当 $n\gg\overline{n_s}$ 时，ρ_{nn} 就趋于零。这一过程见图 7-6 中曲线 3。它在 $n=\overline{n_s}$ 时有峰值。这和阈值以下的情况就完全不同了。

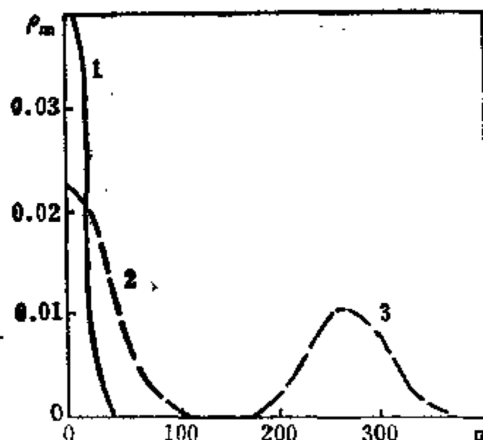


图 7-6　三种情况下 ρ_{nn} 的变化规律

在甚高于阈值时，稳态下 ρ_{nn} 的解又可用下式近似表示，

$$\rho_{nn}\approx N_p'\frac{\langle n\rangle^n}{n!}$$

式中 N_p' 为归一化常数，即

$$N_p'=\exp[-\langle n\rangle]$$

所以

$$\rho_{nn}\approx\exp[-\langle n\rangle]\frac{\langle n\rangle^n}{n!} \tag{7-143}$$

这就是理想情况下的泊松分布。因此说，在甚高于阈值的条件下，激光场就接近于理想的相干态。

参考文献

[1] Marcuse, D., Principles of Quantum Electronics, Academic press, New York, p.447 (1981).

[2] Demtröder, W., Laser Spectroscopy, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, New York, p.7 (1981).

[3] 固体激光导论编写组编，固体激光导论，上海人民出版社，46 页 (1974).

[4] 同[3]，189 页.

[5] Sargent, M., Scully, M.O., Lamb, W.E., Laser Physics, Addison-Wesley, p.263 (1974).

[6] 同[5]，92 页.

[7] Nussenzveig, H.M., Introduction to Quantum Optics, Grodon and Breach, Science Publishers. Inc., New York. (1973).

第八章　统计光学[1-2]

对于一个普通的光源来说，由于随机的自发辐射原因，辐射的基本过程是一个随机时间序列过程。光场中任一点振动的振幅和位相都在不规则地涨落着，即便是对于激光光源也因各种不确定的因素，而引起辐射的随机涨落。统计光学的任务就是用概率统计的方法研究可见光光场涨落性质的理论及其探测的实用方法。广义地说，凡是利用概率统计的方法分析、研究光学现象和光学问题的都可以属于统计光学的范围。光学中的不确定过程主要有三类：

①光学现象的涨落来源于光量子的随机行为，如热辐射光或激光辐射、光场传播中的相干性、光子计数探测等过程；

②光噪声，如散斑、感光片的颗粒噪声；

③第三类不确定性的来源是精确而不充分的数据，例如数字图象处理中过份粗糙的抽样引起恢复图象的不确定性，不能达到复原的目的。

除此而外，甚至对于某些确定的过程，用统计的方法进行处理往往也很有效。

目前，统计光学在解决部分相干光成象[3-4]、傅里叶光谱分析、光电子计数[5]及散斑的干涉测量[6-7]等问题上已成为必不可少的工具。

第一节　光的相干性

统计光学的发生和发展与光的相干性理论的研究有着极为密切的关系。通常描述光的相干性概念总与干涉条纹的可见度紧密地联系在一起。并把干涉条纹的出现作为相干性的表征。这里将用二阶相关函数来描述。由于牵涉到的是两个时空点的统计行为，所以属于二级统计特性。

一、解析信号和互相干函数

在研究与辐射场相联系的相干特性时，使用复数表示是方便的。假设 $V^{(r)}(t)$ 代表在空间某点处的一个实扰动，则它可以表示为傅里叶积分形式：

$$V^{(r)}(t)=\int_0^{\infty}a(\nu)\cos[\phi(\nu)-2\pi\nu t]d\nu \tag{8-1}$$

现再定义一个函数 $V^{(i)}(t)$，它是由 $V^{(r)}(t)$ 的所有傅里叶分量的位相改变 $\frac{\pi}{2}$ 得来的，即

$$V^{(i)}(t)=\int_0^{\infty}a(\nu)\sin[\phi(\nu)-2\pi\nu t]d\nu \tag{8-2}$$

利用（8-1）和（8-2）式组成一个复函数

$$V(t)=V^{(r)}(t)+iV^{(i)}(t)=\int_0^{\infty}a(\nu)\exp[i\phi(\nu)-2\pi i\nu t]d\nu \tag{8-3}$$

并称 $V(t)$ 为 $V^{(r)}(t)$ 的解析信号。

如果点 r_1 和时刻 t_1 的光扰动的解析信号为 $V_1(t_1)$，点 r_2 和时刻 t_2 的光扰动的解析信号为 $V_2(t_2)$，则迭加后的光强度为：

$$
\begin{aligned}
I(t_1, t_2) &= \langle [V_1(t_1)+V_2(t_2)][V_1^*(t_1)+V_2^*(t_2)] \rangle \\
&= \langle V_1(t_1)V_1^*(t_1)\rangle + \langle V_2(t_2)V_2^*(t_2)\rangle + \langle V_1(t_1)V_2^*(t_2)\rangle + \\
&= \langle V_1^*(t_1)V_2(t_2)\rangle
\end{aligned}
\tag{8-4}
$$

式中　$\langle\ \rangle$——表示求统计平均；

　　　$*$ ——表示复共轭。

这里定义二阶相关函数：

$$\Gamma_{12}(t_1, t_2) = \langle V_1(t_1)V_2^*(t_2)\rangle \tag{8-5}$$

若系统是平稳的，即具有时间不变性，则有 $\Gamma_{12}(t_1, t_2)=\Gamma_{12}(\tau)$，式中 $\tau=t_1-t_2$。$\langle\ \rangle$ 可用时间平均来代替，并称为互相干函数：

$$\Gamma_{12}(\tau) = \langle V_1(t+\tau)V_2^*(t)\rangle = \lim_{T\to\infty}\frac{1}{2T}\int_{-\infty}^{+\infty} V_1(t+\tau)V_2^*(t)dt \tag{8-6}$$

当 r_1 和 r_2 重合时，$\Gamma_{11}(\tau)=\langle V_1(t+\tau)V_2^*(t)\rangle$ 称作自相干函数。

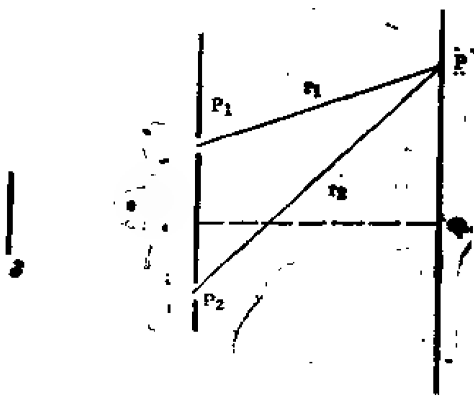


图 8-1 杨氏干涉实验示意图

S表示扩展光源

例如，杨氏实验的情况（图 8-1）。若从二个针孔 P_1，P_2 到达屏上一点 P 的二个光扰动，各用解析信号 V_1，V_2 来表示，则 P 点处的复扰动可写作：

$$V(P, t) = V_1(t+\tau) + V_2(t) \tag{8-7}$$

式中　$\tau = \dfrac{r_2 - r_1}{c}$

r_1——P_1 到 P 的距离；

r_2——P_2 到 P 的距离；

c——光速。

这时观测得到的光强度为（8-7）式的自相关的时间平均，即

$$
\begin{aligned}
I(P) &= \langle V(P, t)V^*(P, t)\rangle = \langle |V_1(t+\tau)|^2\rangle + \langle |V_2(t)|^2\rangle + 2\,\mathrm{Re}\{\Gamma_{12}(\tau)\} \\
&= I_1(P) + I_2(P) + 2\,\mathrm{Re}\{\Gamma_{12}(\tau)\}
\end{aligned}
\tag{8-8}
$$

符号 Re{……}表示{……}的实部。另外

$$I_1(P) = \langle V_1(t+\tau)V_1^*(t+\tau)\rangle = \Gamma_{11}(0) \tag{8-9}$$

$$I_2(P) = \langle V_2(t)V_2^*(t)\rangle = \Gamma_{22}(0) \tag{8-10}$$

表示 P_1，P_2 各自单独存在时，在 P 点所得到的光强度。$\mathrm{Re}\{\Gamma_{12}(\tau)\}$ 表示干涉条纹的强度分布。我们还可以定义 $\Gamma_{12}(\tau)$ 的归一化参数 $\gamma_{12}(\tau)$，即：

$$
\begin{aligned}
\gamma_{12}(\tau) &= \frac{\Gamma_{12}(\tau)}{[\Gamma_{11}(0)]^{\frac{1}{2}}[\Gamma_{22}(0)]^{\frac{1}{2}}} \\
&= \frac{\Gamma_{12}(\tau)}{(I_1 I_2)^{\frac{1}{2}}}
\end{aligned}
\tag{8-11}
$$

并称 γ_{12} 为复（互）相干度。$\gamma_{12}(\tau)$ 的取值，利用薛华兹不等式可得：

$$0\leqslant|\gamma_{12}(\tau)|\leqslant 1 \quad (8\text{-}12)$$

这样（8-8）式成为：

$$I(P)=I_1(P)+I_2(P)+2[I_1(P)I_2(P)]^{\frac{1}{2}}\mathrm{Re}\{\gamma_{12}(\tau)\} \quad (8\text{-}13)$$

（8-13）式即是平稳光场的一般干涉定律。易知，$|\gamma|=1$ 时，为完全相干；$|\gamma|=0$ 时，为完全非相干；$0<|\gamma|<1$时，为部分相干；故函数 Γ_{12} 或 γ_{12} 是相干程度的量度。

同样可定义出自相干函数$\Gamma_{11}(\tau)$相对应的复（自）相干度 $\gamma_{11}(\tau)$，即

$$\gamma_{11}(\tau)=\frac{\Gamma_{11}(\tau)}{\Gamma_{11}(0)} \quad (8\text{-}11')$$

二、准单色光的相干性

在实际中，我们常遇到围绕平均频率 $\bar{\nu}$，且$\Delta\nu\ll\bar{\nu}$ 辐射的准单色光，这种情况，在实用上是极为重要的[3]。

这时，解析信号可表示为：

$$V(t)=A(t)\exp\{i[\phi(t)-2\pi\bar{\nu}t]\} \quad (8\text{-}14)$$

$A(t)$，$\phi(t)$都取如下实数形式：

$$A(t)=\sqrt{VV^*}=|V| \quad (8\text{-}15)$$

$$\phi(t)=2\pi\bar{\nu}t+\tan^{-1}\left(i\frac{V^*-V}{V^*+V}\right) \quad (8\text{-}16)$$

求得的复相干度表示为：

$$\gamma_{12}(\tau)=|\gamma_{12}(\tau)|e^{i[\alpha_{12}(\tau)-2\pi\bar{\nu}\tau]} \quad (8\text{-}17)$$

$$\alpha_{12}(\tau)=2\pi\bar{\nu}t+\arg\gamma_{12}(\tau) \quad (8\text{-}18)$$

这样（8-13）式可写为：

$$I(P)=I_1(P)+I_2(P)+2\sqrt{I_1(P)}\sqrt{I_2(P)}|\gamma_{12}(\tau)|\cos[\alpha_{12}(\tau)-2\pi\bar{\nu}\tau] \quad (8\text{-}19)$$

当满足准单色近似条件时，即

$$\left.\begin{array}{l}\Delta\nu\ll\bar{\nu}\\ |\tau|\ll\dfrac{1}{\Delta\nu}\end{array}\right\} \quad (8\text{-}20)$$

可得：

$$\gamma_{12}(\tau)\approx|\mu_{12}|e^{i[\beta_{12}-2\pi\bar{\nu}\tau]}=\mu_{12}e^{-2\pi i\bar{\nu}\tau} \quad (8\text{-}21)$$

$$\Gamma_{12}(\tau)\approx|J_{12}|e^{i[\beta_{12}-2\pi\bar{\nu}\tau]}=J_{12}e^{-2\pi i\bar{\nu}\tau} \quad (8\text{-}22)$$

式中

$$J_{12}=\Gamma_{12}(0)=\langle V_1(t)V_2^*(t)\rangle \quad (8\text{-}23)$$

$$\mu_{12}=\gamma_{12}(0)=\frac{\Gamma_{12}(0)}{\sqrt{\Gamma_{11}(0)}\sqrt{\Gamma_{22}(0)}}=\frac{J_{12}}{\sqrt{J_{11}}\sqrt{J_{22}}} \quad (8\text{-}24)$$

$$\beta_{12}=\alpha_{12}(0)=\arg\gamma_{12}(0)=\arg\mu_{12} \quad (8\text{-}25)$$

并称 J_{12} 为互强度，μ_{12} 为复相干系数，β_{12} 是它们的位相成份。这时，（8-19）式可写成：

$$I(P)=I_1(P)+I_2(P)+2\sqrt{I_1(P)}\sqrt{I_2(P)}|\mu_{12}|\cos(\beta_{12}-2\pi\bar{\nu}t) \quad (8\text{-}26)$$

上式中的 μ_{12} 满足：

$$0\leqslant\mu_{12}\leqslant 1 \quad (8\text{-}27)$$

按可见度的定义，在准单色条件下为：

$$V=\frac{2\sqrt{I_1(P)}\sqrt{I(P_2)}}{I_1(P)+I_2(P)}|\mu_{12}| \tag{8-28}$$

可知，依靠测量 $I_1(P)$，$I_2(P)$和可见度，就可确定$|\mu_{12}|$，并且观察到最大值的位置为

$$\beta_{12}-2\pi\bar{\nu}\tau=2m\pi \tag{8-29}$$

因而测量最大值的位置，就可测定复相干度的位相。有关相干性的各种参数的名称定义汇总于表 8-1 中。

表 8-1 相干性参数汇总

相干性参数	符号	定义	用途
自相干函数	$\Gamma_{11}(\tau)$	$\langle V_1(t+\tau)V_1^*(t)\rangle$ $\Gamma_{11}(0)=I_1(P)$	时间相干性
复自相干度	$\gamma_{11}(\tau)$	$\Gamma_{11}(\tau)/\Gamma_{11}(0)$	
互相干函数	$\Gamma_{12}(\tau)$	$\langle V_1(t+\tau)V_2^*(t)\rangle$	空间相干性＋时间相干性
复互相干度	$\gamma_{12}(\tau)$	$\dfrac{\Gamma_{12}(\tau)}{[\Gamma_{11}(0)\Gamma_{22}(0)]^{\frac{1}{2}}}$	
互强度	J_{12}	$\langle V_1(t)V_2^*(t)\rangle=\Gamma_{12}(0)$	准单色条件下空间相干性
复相干系数	μ_{12}	$\dfrac{J_{12}}{[J_{11}J_{22}]^{\frac{1}{2}}}=\gamma_{12}(0)$	

三、互相干的谱表示

当光场是平稳的而且是各态历经时，系综平均可以用时间平均来代替。这时互相干函数$\Gamma_{12}(\tau)$可表示成（8-6）式。利用这一关系，互相干函数就可用频谱来表示。现引入截断函数：

$$V_T^{(r)}(r,t)=\begin{cases}V^{(r)}(r,t) & |t|\leq T\\ 0 & |t|>T\end{cases} \tag{8-30}$$

如果 $V_T^{(r)}(r,t)$的傅里叶变换为$f_T(r,\nu)$，则有：

$$f_T(r,\nu)=\int_{-\infty}^{+\infty}V_T^{(r)}(r,t)\exp(2\pi i\nu t)dt \tag{8-31}$$

$$V_T^{(r)}(r,t)=\int_0^{\infty}f_T(r,\nu)\exp(-2\pi i\nu t)d\nu \text{ ●} \tag{8-32}$$

因此，

$$\int_{-\infty}^{+\infty}V_T^*(r_1,t)V_T(r_2,t+\tau)dt=\int_0^{\infty}f_T^*(r_1,\nu)f_T(r_2,\nu)\exp(-2\pi i\nu t)d\nu$$

●：统计光学中多用此式定义，亦可用$f_T(r,\nu)=\int_{-\infty}^{\infty}V_T^{(r)}(r,t)\exp(-2\pi i\nu t)dt$ 来定义傅里叶变换，参看第六章。

若在上式两边除以$2T$，并取$T\to\infty$，则由（8-6）式可得到：

$$\Gamma_{12}(\tau)=\int_0^{\infty}G_{12}(\nu)\exp(-2\pi i\nu\tau)d\nu \tag{8-33}$$

式中

$$G_{12}(\nu)=\lim_{T\to\infty}\frac{1}{2T}[f_T^*(r_1,\ \nu)f_T(r_2,\ \nu)] \tag{8-34}$$

（8-33）式的傅里叶变换式为：

$$G_{12}(\nu)=\int_{-\infty}^{+\infty}\Gamma_{12}(\tau)\exp(2\pi i\nu\tau)d\tau \tag{8-35}$$

式中　$G_{12}(\nu)$称为互谱密度。

当$r_1=r_2$时，$G_{11}(\nu)$称为谱密度，并且根据（8-33），（8-34），（8-35）式可写出：

$$\Gamma_{11}(\tau)=\int_0^{\infty}G_{11}(\nu)\exp(-2\pi i\nu\tau)d\nu \tag{8-33′}$$

$$G_{11}(\nu)=\int_{-\infty}^{+\infty}\Gamma_{11}(\tau)\exp(2\pi i\nu\tau)d\tau \tag{8-35′}$$

$$G_{11}(\nu)=\lim_{T\to\infty}\frac{1}{2T}|f_T(r_1,\ \nu)|^2 \tag{8-34′}$$

前两式就是维纳-辛钦定理的光学等效形式。归一化后得：

$$\gamma_{11}(\tau)=\int_0^{\infty}\omega_{11}(\nu)\exp(-2\pi i\nu\tau)d\nu \tag{8-33″}$$

$$\omega_{11}(\nu)=\int_{-\infty}^{\infty}\gamma_{11}(\tau)\exp(2\pi i\nu\tau)d\tau \tag{8-35″}$$

注意：$\gamma_{11}(0)=1$

干涉光谱法原理指的就是（8-33′），（8-34′）和（8-35′）三式。在迈克尔逊干涉仪中（参照图8-2），若改变从反射镜M_1和M_2来的两支光的时间差（光程差/光速），则P点的光强取决于两支光的干涉，干涉图的特征是由自相关函数决定的。因此，测量干涉图可得到有关$\Gamma_{11}(\tau)$的信息。如果再通过计算机作傅里叶变换，就可得到入射光的谱密度[8]。

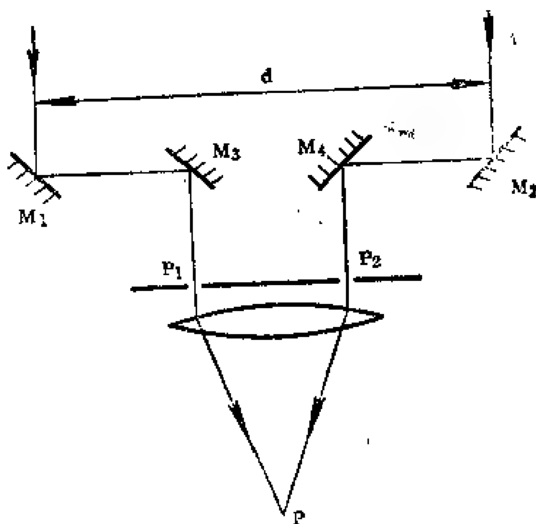


图8-2　迈克尔逊星体干涉仪原理图

另外，从（8-33″），（8-35″）二式可知，相干时间Δt和谱线宽度$\Delta\nu$之间存在着一定的关系；但是在定义相干时间或谱线宽度时有着多种途径，目前，最常用的是蒙特尔定义法[9]，即：

$$\Delta t=\int_{-\infty}^{+\infty}|\gamma_{11}(\tau)|^2d\tau \tag{8-36}$$

$$\Delta\nu=\left[\int_0^{\infty}\omega_{11}^2(\nu)d\nu\right]^{-1} \tag{8-37}$$

根据这种定义，可得到与实际情况十分相符的结果，例如：

$$\Delta t = \sqrt{\frac{2\ln 2}{\pi}}\ \frac{1}{\Delta\nu} = \frac{0.664}{\Delta\nu} \qquad \text{高斯型谱线}$$
$$\Delta t = \frac{1}{\pi\Delta\nu} = \frac{0.318}{\Delta\nu} \qquad \text{罗伦兹型谱线} \qquad (8\text{-}38)$$
$$\Delta t = \frac{1}{\Delta\nu} \qquad \text{矩型谱线}$$

四、交叉谱纯度[10]

复相干度 $\gamma_{12}(\tau)$ 是空间点 P_1，P_2 和时间延迟 τ 的函数，如果 $\gamma_{12}(\tau)$ 中的空间和时间变量是可分离的，则许多相干性理论问题就会变得比较简单。

现假定在 P_1，P_2 二点上的光波场为 V_1，V_2，且具有相等的规化功率谱，即 $\omega_1(\nu)=\omega_2(\nu)=\omega(\nu)$。如果它们如图 8-1 所示那样，在某点 P_3 进行迭加，则合成场的 $\omega_3(\nu)$ 一般是不等于 $\omega(\nu)$ 的，但是，如果在 P_3 附近的区域有 $\omega_3(\nu)=\omega(\nu)$ 时，就称波场 $V_1(t)$ 及 $V_2(t)$ 满足了交叉谱纯度的条件，由此可导出 $V_1(t)$ 及 $V_2(t)$ 的规化互相关函数应满足：

$$\gamma_{12}(\tau)=\gamma_{12}(\tau_0)\gamma_{11}(\tau-\tau_0) \qquad (8\text{-}39)$$

即任意时刻 τ 的互相关函数可用在某时刻 τ_0 的互相关函数和自相关函数的积来表示。这个式子具有使用价值，而且它也是交叉谱纯度的充分必要条件。

五、范西特-泽尼克定理

当光源和场之间的介质均匀时（$n=1$），互强度函数，也就是扩展非相干准单色光源产生的光场的相干度，可用范西特-泽尼克定理来描述，这是现代光学的重要定理之一。

如图 8-3 所示，设光源 Σ 位于 ξ、η 平面上，$V_1(t)$，$V_2(t)$ 为光源在 P_1 点和 P_2 点引起

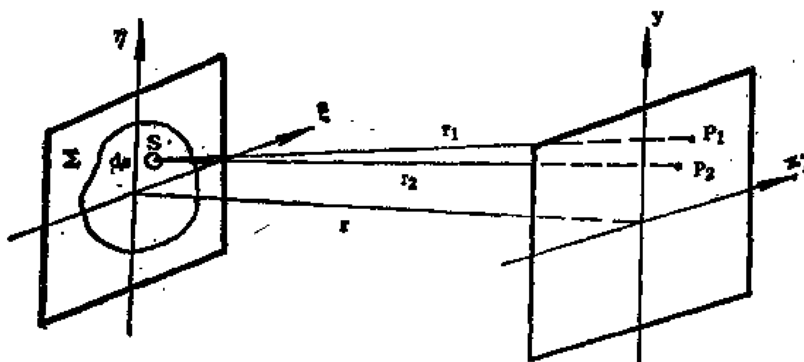


图 8-3 范西特-泽尼克定理的几何关系

的复扰动，即

$$V_1(t)=A\left(t-\frac{r_1}{c}\right)\frac{e^{-2\pi i\bar{\nu}(t-r_1/c)}}{r_1} \qquad (8\text{-}40)$$

$$V_2(t)=A\left(t-\frac{r_2}{c}\right)\frac{e^{-2\pi i\bar{\nu}(t-r_2/c)}}{r_2} \qquad (8\text{-}41)$$

则 P_1，P_2 的互强度为

$$J_{12}=\langle V_1(t)V_2^*(t)\rangle=\langle A(t)A^*(t)\rangle\frac{e^{2\pi i\bar{\nu}(r_1-r_2)/c}}{r_1r_2} \qquad (8\text{-}42)$$

取 s 点附近的小面积 ds，在 s 点的光源强度可认为是 $I(s)ds \approx \langle A(t)A^*(t)\rangle$，则光源全体的互强度可用下式计算，即：

$$J_{12} = \int_{\Sigma} I(s) \frac{e^{i\bar{k}(r_1 - r_2)}}{r_1 r_2} ds \tag{8-43}$$

式中　$\bar{k} = 2\pi\bar{\nu}/c = 2\pi/\bar{\lambda}$；

因此，复相干系数为：

$$\mu_{12} = \frac{1}{\sqrt{I(P_1)}\sqrt{I(P_2)}} \int_{\Sigma} I(s) \frac{e^{i\bar{k}(r_1 - r_2)}}{r_1 r_2} ds \tag{8-44}$$

式中

$$I(P_1) = J_{11} = \int_{\Sigma} \frac{I(s)}{r_1^2} ds \tag{8-45}$$

$$I(P_2) = J_{22} = \int_{\Sigma} \frac{I(s)}{r_2^2} ds \tag{8-46}$$

（8-44）式即是将复相干度与扩展光源的强度分布联系起来的范西特-泽尼克定理。

这里有一点是有趣的，即一个从光源出发时是非相干的辐射，而在传播过程中却变成了部分相干。

在实际中常遇到的是，光源的大小和 P_1 及 P_2 的间距远小于光源同 P_1，P_2 所在平面之间的距离，所以

$$\mu_{12} = \frac{e^{i\varphi}\iint_{\Sigma} I(\xi,\eta) e^{-i\bar{k}(x_1 - x_2)\xi/r} e^{-i\bar{k}(y_1 - y_2)\eta/r} d\xi d\eta}{\iint_{\Sigma} I(\xi,\eta) d\xi d\eta} \tag{8-47}$$

式中　$\varphi = \dfrac{\bar{k}\rho}{2r}$

$$\rho = (x_1^2 + y_1^2) - (x_2^2 + y_2^2)$$

即在上述近似下，复相干系数正比于光源强度分布的归一化的傅里叶变换。

现假设初级光源是一个半径为 a 的均匀圆形光源。P_1，P_2 处于轴对称的地方（即 $\varphi = 0$），则（8-47）式恰好与由圆形开口而产生的衍射象的振幅分布相同，于是有：

$$\mu_{12} = \frac{2J_1(v)}{v} \tag{8-48}$$

式中　$J_1(v)$——一阶贝塞耳函数；

$$v = \frac{2\pi}{\lambda}\frac{a}{r}\rho;$$

ρ——P_1 与 P_2 之间的距离；

$|\mu_{12}|$ 随 v 变化表示在图 8-4 中。$|\mu_{12}|$ 的第一个零点发生在：

$$\rho = \overline{P_1P_2} = \frac{0.61r\bar{\lambda}}{a} \tag{8-49}$$

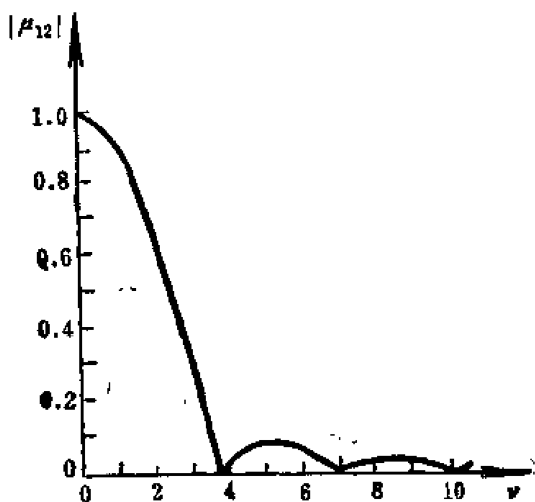


图 8-4　复相干系数的模 $|\mu_{12}|$ 与 v 的变化关系

在小角度近似下，从 (x,y) 平面上的原点处看光源（参照图 8-3），角直径 $\theta \approx \frac{2a}{r}$，这样(8-49)式就可写成：

$$\overline{P_1P_2} = 1.22\frac{\bar{\lambda}}{\theta} \tag{8-50}$$

因此当知道了可见度为零时的 $\overline{P_1P_2}$ 值，就可确定光源的角直径 θ。这也就是使用迈克尔逊干涉仪测量恒星的角直径的原理。

干涉仪的主要部分如图 8-2 所示，$\overline{P_1P_2}$ 相当于图中反射镜 M_1 与 M_2 之间的距离 d，当 d 变化时，在 P 点上得到的干涉条纹可见度也改变，由此可得到 μ_{12}，从而确定恒星的角直径。这种装置的 d 能够在大的数值内（约 6 米）变化，可测角直径的最小值为 0.02 秒。

媒质不均匀时，范西特-泽尼克定理（8-44）式可作以下的推广处理。一般用媒质的透射函数 $K(S,P,\bar{\nu})$ 来表示一个由 S 点处的单色点光源到达 P 点的复扰动，于是 (8-43) 式可以写成：

$$J_{12} = \bar{\lambda}^2\int_{\Sigma} I(S)K(S,P_1,\bar{\nu})K^*(S,P_2,\bar{\nu})ds \tag{8-51}$$

令　　$i\bar{\lambda}K(S,P,\nu)\sqrt{I(S)} = U(S,P)$　　(8-52)

则（8-51）式可改写为

$$J_{12} = \int_{\Sigma} U(S,P_1)U^*(S,P_2)ds \tag{8-53}$$

同样，（8-44）式成为：

$$\mu_{12} = \frac{\bar{\lambda}^2}{\sqrt{I(P_1)}\ \sqrt{I(P_2)}}\int_{\Sigma} I(S)K(S,P_1,\bar{\nu})K^*(S,P_2,\bar{\nu})ds$$

$$= \frac{1}{\sqrt{I(P_1)}\ \sqrt{I(P_2)}}\int_{\Sigma} U(S,P_1)U^*(S,P_2)ds \tag{8-54}$$

对于均匀媒质来说，由惠更斯-菲涅耳原理可得：

$$K(S,P,\nu) = \frac{\Lambda}{r}e^{ikr} \tag{8-55}$$

Λ 是在 S 点的倾斜因子，当倾斜很小时，

$$\Lambda = -i/\bar{\lambda} \tag{8-56}$$

六、相干性的传播

（一）互强度传播定律

如图 8-5 所示，在 Σ 上取一点 S，则 Q 面上 Q_1，Q_2 二点的互强度，由（8-53）式可写为：

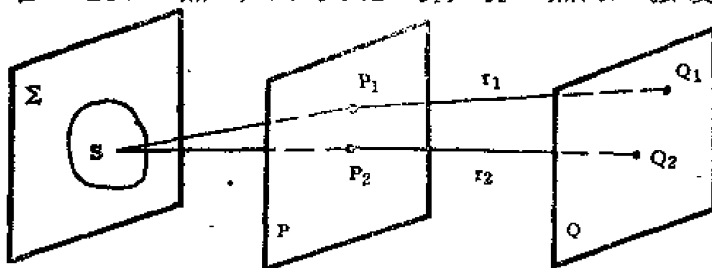


图 8-5　互强度传播定律推导示意图

$$J(Q_1,Q_2)=\int_{\Sigma}U(S,Q_1)U^*(S,Q_2)dS$$

$$=\int_{\Sigma}\int_{P_1}\int_{P_2}U(S,P_1)K(P_1,Q_1,\bar{\nu})U^*(S,P_2)K^*(P_2,Q_2,\bar{\nu})dSdP_1dP_2$$

$$=\int_{P_1}\int_{P_2}J(P_1,P_2)K(P_1,Q_1,\bar{\nu})K^*(P_2,Q_2,\bar{\nu})dP_1dP_2 \qquad (8\text{-}57)$$

P_1，P_2 是 P 面上任意两点，当 P 面与 Q 面之间媒质均匀时，从（8-55）式可得 $K(P_1,Q_1,\bar{\nu})=\frac{A_1}{r_1}e^{ikr_1}$，于是（8-57）式就表示为

$$J(Q_1,Q_2)=\int_{P_1}\int_{P_2}J(P_1,P_2)\frac{e^{i\bar{k}(r_1-r_2)}}{r_1r_2}A_1A_2^*dP_1dP_2 \qquad (8\text{-}58)$$

即为互强度传播的基本定律。当 $\overline{P_1P_2}$ 及 $\overline{Q_1Q_2}$ 远比 P 面与 Q 面之间距离小时，（8-58）式就为傅里叶变换式。另外，PQ 间存在光学系统时，可设振幅传递函数为 $K(P,Q,\bar{\nu})$。

在 Q_1 点与 Q_2 点重合的特殊情况下，（8-58）式就成为：

$$I(Q')=\iint_{P_1P_2}\sqrt{I(P_1)}\sqrt{I(P_2)}\,\mu(P_1,P_2)\frac{e^{i\bar{k}(r_1-r_2)}}{r_1r_2}A_1A_2^*dP_1dP_2 \qquad (8\text{-}59)$$

（8-59）式可认为是部分相干场中强度传播的惠更斯-菲涅耳原理。

（二）互相干传播定律

如图 8-5 所示，若 P 面由扩展初级光源 Σ 所照明，则由 P 面照明的 Q 面上两点的互相干值，在窄带光时[4] 为：

$$\Gamma(Q_1,Q_2,\tau)=\iint_{P_1P_2}\frac{\Gamma\left(P_1,P_2,\tau+\frac{r_2-r_1}{c}\right)}{r_1r_2}A_1A_2^*dP_1dP_2 \qquad (8\text{-}60)$$

这就是互相干传播的基本定律。当 Q_1 与 Q_2 两点重合时，并且 $\tau=0$ 时，（8-60）式就成为

$$I(Q')=\iint_{P_1P_2}\frac{\sqrt{I(P_1)}\sqrt{I(P_2)}}{r_1r_2}\gamma\left(P_1,P_2,\frac{r_2-r_1}{c}\right)A_1A_2^*dP_1dP_2 \qquad (8\text{-}61)$$

（三）互相干波动方程

同电磁场本身的传播相似，互相干性可以从一个面传播到另一个面，互相干函数 $\Gamma_{12}(\tau)$ 满足两个波动方程[11]：

$$\nabla_1^2\Gamma_{12}(t_1,t_2)=\frac{1}{c^2}\frac{\partial^2}{\partial t_1^2}\Gamma_{12}(t_1,t_2) \qquad (8\text{-}62)$$

$$\nabla_2^2\Gamma_{12}(t_1,t_2)=\frac{1}{c^2}\frac{\partial^2}{\partial t_2^2}\Gamma_{12}(t_1,t_2) \qquad (8\text{-}63)$$

对于稳定场，$\Gamma_{12}(t_1,t_2)$ 只决定于 $t_2-t_1=\tau$，并因

$$\frac{\partial^2}{\partial t_1^2}=\frac{\partial^2}{\partial\tau^2}=\frac{\partial^2}{\partial t_2^2}$$

可得到

$$\nabla_i^2\Gamma_{12}(t_1,t_2)=\nabla_i^2\Gamma_{12}(\tau)=\frac{1}{c^2}\frac{\partial^2\Gamma_{12}(\tau)}{\partial\tau^2}\quad(i=1,2)\tag{8-64}$$

对于准单色场与小的时间滞后，从（8-22）式知 J_{12} 与 τ 无关，把（8-22）式代入（8-64）式，可知 J_{12} 满足下面两个亥姆霍兹方程：

$$\nabla_i^2 J_{12}+\bar{k}^2 J_{12}=0\qquad(i=1,2)\tag{8-65}$$

上述这些方程形成了部分相干的严格的理论基础。

七、部分偏振光[2]

上面的讨论，都是把光扰动作为标量来处理，忽略了光的矢量性，仅研究了在两个不同的空间-时间点上场的数值间的相互关系。这里将论及光的矢量性，考虑一个沿 Z 方向传播的平面波，并说明其偏振特性。

现假设相对于光传播方向成直角的两个方向，即 x 和 y 轴方向的光场分量分别为 $V_x(r,t)$，$V_y(r,t)$。这样，我们就可以考虑不同方向成份的相关，即：

$$\left.\begin{aligned}\Gamma_{xx}(r_1,r_2,\tau)&=\langle V_x^*(r_1,t)V_x(r_2,t+\tau)\rangle\\ \Gamma_{xy}(r_1,r_2,\tau)&=\langle V_x^*(r_1,t)V_y(r_2,t+\tau)\rangle\\ \Gamma_{yx}(r_1,r_2,\tau)&=\langle V_y^*(r_1,t)V_x(r_2,t+\tau)\rangle\\ \Gamma_{yy}(r_1,r_2,\tau)&=\langle V_y^*(r_1,t)V_y(r_2,t+\tau)\rangle\end{aligned}\right\}\tag{8-66}$$

因为这些都是矩阵元，所以可写成下面的形式，即可得到由威纳提出的相干矩阵，

$$\boldsymbol{J}_{12}(\tau)=\begin{bmatrix}\Gamma_{xx}(r_1,r_2,\tau) & \Gamma_{xy}(r_1,r_2,\tau)\\ \Gamma_{yx}(r_1,r_2,\tau) & \Gamma_{yy}(r_1,r_2,\tau)\end{bmatrix}\tag{8-67}$$

相干矩阵是厄米的，并且如果围绕其原点转动坐标系，在新坐标系中不因旋转而变的旋转不变量有矩阵的行列式 $|J_{12}(\tau)|=|\Gamma_{xx}\Gamma_{yy}-\Gamma_{xy}\Gamma_{yx}|$ 和矩阵的迹 $T_r[J_{12}(\tau)]=\Gamma_{xx}+\Gamma_{yy}$。在点 r 上的场的旋转不变量 P 为

$$\begin{aligned}P&=\sqrt{1-\frac{4|J_{11}(0)|}{(T_r[J_{11}(0)]^2}}\\&=\sqrt{1-\frac{4I_xI_y(1-|\gamma_{xy}(0)|^2)}{(I_x+I_y)^2}}\end{aligned}\tag{8-68}$$

式中 $I_x=\Gamma_{xx}(r,r,0)$；

$I_y=\Gamma_{yy}(r,r,0)$；

$\gamma_{xy}=\Gamma_{xy}(r,r,0)/\sqrt{I_xI_y}$

P 又称为偏振度，它与坐标系的选择无关，定义为偏振分量的强度和总强度之比。假如有 $I_x=I_y$，则 $P=\gamma_{xy}(0)$。当 x，y 的成份完全不相关时，由于 $\gamma_{xy}(0)=0$，所以 $P=0$。也就是表示完全非偏振光的情况。$|\gamma_{xy}(0)|=1$ 时，$P=1$，即完全偏振光情况。对于处在 0 和 1 之间的 P，光波是部分偏振的。

如作进一步的推广，就能讨论电场矢量 $\boldsymbol{E}(r,t)=[E_x(r,t),E_y(r,t),E_z(r,t)]$ 和磁场矢量 $\boldsymbol{H}(r,t)=[H_x(r,t),H_y(r,t),H_z(r,t)]$ 的各个成分的相关情况。表 8-2 列出几种偏振状态下的相干矩阵。

表 8-2 用相干矩阵描述的几种偏振状态

偏振状态	相干矩阵
X方向线偏振	$\mathbf{J}_{12}(\tau)=\bar{I}\begin{bmatrix}1 & 0\\0 & 0\end{bmatrix}$
Y方向线偏振	$\mathbf{J}_{12}(\tau)=\bar{I}\begin{bmatrix}0 & 0\\0 & 1\end{bmatrix}$
与X轴成45°角方向上的线偏振	$\mathbf{J}_{12}(\tau)=\frac{\bar{I}}{2}\begin{bmatrix}1 & 1\\1 & 1\end{bmatrix}$
右旋圆偏振 $\left(V_y\text{超前}V_x\text{的位相为}\frac{\pi}{2}\right)$	$\mathbf{J}_{12}(\tau)=\frac{\bar{I}}{2}\begin{bmatrix}1 & i\\-i & 1\end{bmatrix}$
左旋圆偏振	$\mathbf{J}_{12}(\tau)=\frac{\bar{I}}{2}\begin{bmatrix}1 & -i\\i & 1\end{bmatrix}$
自然光	$\mathbf{J}_{12}(\tau)=\frac{\bar{I}}{2}\begin{bmatrix}1 & 0\\0 & 1\end{bmatrix}$

第二节 成象与相干性

要求成象系统能准确地再现物体的全部信息。研究表明，光学系统成象不但取决于光的折射、反射以及传播特性，而且光的相干特性对成象系统也有着重大的影响。

一、光源象的相干性

当光源通过透镜等光学系统成象时，象面上的相干性，如图 8-6 所示。假设由光源上一点 S，在象面上一点 Q 所引起的波动为 $U(S,Q)$，则可以表示为：

$$U(S,Q)=i\bar{\lambda}\sqrt{I(S)}K(S,Q) \tag{8-69}$$

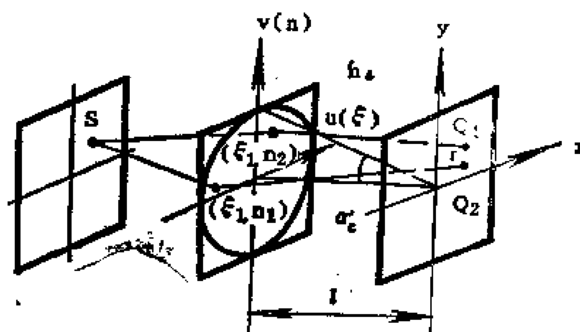


图 8-6 光源象的相干性

现考虑透镜出瞳面的坐标为 (u,v)，出瞳面与象面的距离为 l，瞳面的归一化坐标就可定义为

$$\xi=\frac{u}{l},\quad \eta=\frac{v}{l} \tag{8-70}$$

利用这一表示，透镜的瞳函数表示为 $P_c(\xi,\eta)$，$K(S,Q)$ 除了一个常数因子以外，可以由下式给出：

$$K(S,Q)=\iint_{-\infty}^{+\infty}P_c(\xi,\eta)\exp[-i\bar{k}(\xi x+\eta y)]d\xi d\eta \tag{8-71}$$

式中 x，y——象面坐标；

假设光源 $I(S)$ 在 (x,y) 面上的几何象为 $I(x_0,y_0)$，则象面上二点 $Q_1(x_1,y_1)$，$Q_2(x_2,y_2)$ 的互强度为：

$$J(Q_1,Q_2)=\int_{\Sigma}U(S,Q_1)U^*(S,Q_2)dS$$

$$=\iint_{-\infty}^{+\infty}P_c^*(\xi_2,\eta_2)\exp\{i\bar{k}[(x_2-x_1)\xi_2+(y_2-y_1)\eta_2]\}d\xi_2d\eta_2\cdot$$

$$\cdot\iint_{-\infty}^{+\infty}I(x_0,y_0)\exp\{-i\bar{k}[(x_0-x_1)\xi_2+(y_0-y_1)\eta_2]\}\cdot$$

$$\cdot\left\{\iint_{-\infty}^{+\infty}P_c(\xi_1,\eta_1)\exp\{i\bar{k}[(x_0-x_1)\xi_1+(y_0-\right.$$

$$\left.-y_1)\eta_1]\}d\xi_1d\eta_1\right\}dx_0dy_0 \qquad (8\text{-}72)$$

这里，如果 $I(x_0,y_0)$ 的扩展能充分复盖 $K(S,Q)$，则可以设 $I(x_0,y_0)=1$。于是

$$\iint_{-\infty}^{+\infty}I(x_0,y_0)\exp\{-i\bar{k}[(x_0-x_1)\xi_2+(y_0-y_1)\eta_2]\}\cdot$$

$$\cdot\left\{\iint_{-\infty}^{+\infty}P_c(\xi_1,\eta_1)\exp\{i\bar{k}[(x_0-x_1)\xi_1+(y_0-y_1)\eta_1)\}d\xi_1d\eta_1\right\}dx_0dy_0$$

$$=Const.\ P_c(\xi_2,\eta_2) \qquad (8\text{-}73)$$

所以（8-72）式可以写成：

$$J(Q_1,Q_2)=Const.\iint_{-\infty}^{+\infty}|P_c(\xi_2,\eta_2)|^2\exp\{i\bar{k}[(x_2-x_1)\xi_2+(y_2-y_1)\eta_2]\}d\xi_2d\eta_2 \qquad (8\text{-}74)$$

并且复相干系数成为：

$$\mu(Q_1,Q_2)=\frac{J(Q_1,Q_2)}{\sqrt{J(Q_1,Q_1)}\sqrt{J(Q_2,Q_2)}}$$

$$=\iint_{-\infty}^{+\infty}|P_c(\xi,\eta)|^2\exp\{i\bar{k}[(x_2-x_1)\xi+(y_2-y_1)\eta]\}d\xi d\eta$$

$$\Big/\iint_{-\infty}^{+\infty}|P_c(\xi,\eta)|^2d\xi d\eta \qquad (8\text{-}75)$$

即光源象的相干性，与在透镜的出射光瞳位置上、具有正比于 $|P_c(\xi,\eta)|^2$ 的强度分布的非相干光源情况的相干性一样，因此与透镜的象差无关[12]。

这个结论，表示在使用显微镜等聚光透镜的光学系统中，聚光透镜的象差与照明的相干性无关。由于聚光透镜的光瞳为圆形，在亮度一样时，为：

$$\left.\begin{aligned}\mu(Q_1,Q_2)&=\frac{2J_1(Z)}{Z}\\ Z&=\frac{2\pi}{\lambda}(n_c'\sin\alpha_c')r\end{aligned}\right\} \qquad (8\text{-}76)$$

式中　$n_c'\sin\alpha_c'$——聚光透镜的数值孔径；

r——Q_1,Q_2 间的距离；

如果聚光透镜的象差很大，而且光源的尺寸又小，$K(S,Q)$ 的扩展比 $I(x_0,y_0)$ 还要宽，

(8-73) 式就不成立了。对于这种情况，聚光透镜的象差就会对相干性产生影响[13]。

二、部分相干光成象

对于部分相干光场来说，描写其性质的一个基本物理量就是互强度。它的传播反映了空间相干性和光强的传播。现假设物面上二点 $P_1(x_1,y_1)$，$P_2(x_2,y_2)$ 的互强度为 $J(x_1,y_1;x_2,y_2)$，则象上 $P_1'(x_1',y_1')$，$P_2'(x_2',y_2')$ 二点的互强度 $J'(x_1',y_1';x_2',y_2')$，根据 (8-57) 式可表示为：

$$J'(x_1',y_1';x_2',y_2')=\iiiint_{-\infty}^{+\infty} J(x_1,y_1;x_2,y_2)K(x_1'-x_1,y_1'-y_1)K^*(x_2'-x_2,y_2'-y_2)\cdot dx_1dy_1dx_2dy_2 \tag{8-77}$$

若把 J', J 和 KK^* 表示为四维傅里叶积分形式，即：

$$J'(x_1',y_1';x_2',y_2')=\iiiint_{-\infty}^{+\infty} \mathscr{J}'(s_1,t_1;s_2,t_2)\exp\{-2\pi i(s_1x_1'+t_1y_1'+s_2x_2'+t_2y_2')\}ds_1dt_1ds_2dt_2 \tag{8-78}$$

$$K(x_1',y_1')K^*(x_2',y_2')=\iiiint_{-\infty}^{+\infty} \mathscr{R}(s_1,t_1;s_2,t_2)\exp\{-2\pi i(s_1x_1'+t_1y_1'+s_2x_2'+t_2y_2')\}ds_1dt_1ds_2dt_2 \tag{8-79}$$

$$J(x_1,y_1;x_2,y_2)=\iiiint_{-\infty}^{+\infty} \mathscr{J}(s_1,t_1;s_2,t_2)\exp\{-2\pi i(s_1x_1+t_1y_1+s_2x_2+t_2y_2)\}ds_1dt_1ds_2dt_2 \tag{8-80}$$

式中　$(s_1,t_1;s_2,t_2)$——二组空间频率；

则 (8-77) 式就可以用卷积定理写成

$$\mathscr{J}'(s_1,t_1;s_2,t_2)=\mathscr{J}(s_1,t_1;s_2,t_2)\mathscr{R}(s_1,t_1;s_2,t_2) \tag{8-81}$$

可知，在这种成象过程中，物体的互强度是依照四维线性滤波器的关系变换成象的互强度；像面互强度的谱 $\mathscr{J}'$ 等于物面互强度的谱 $\mathscr{J}$ 与系统传递函数的乘积。$\mathscr{R}$ 取决于二组空间频率，$\mathscr{J}'$ 是带限函数，$\mathscr{J}$ 受物体和照明系统的影响。

另外，与 (8-70) 式一样，若在透镜的瞳面上取归一化的坐标 (ξ,η)，瞳函数用 $P(\xi,\eta)$ 表示，则 $K(x',y')$ 与 (8-71) 式一样可表示为：

$$K(x',y')=\iint_{-\infty}^{+\infty} P(\xi,\eta)\exp\{-i\bar{k}(\xi x'+\eta y')\}d\xi d\eta \tag{8-82}$$

于是由 (8-79) 式得到

$$\mathscr{R}(s_1,t_1;s_2,t_2)=P(\xi_1/\bar{\lambda},\eta_1/\bar{\lambda})P^*(-\xi_2/\bar{\lambda},-\eta_2/\bar{\lambda}) \tag{8-83}$$

所以，空间频率 (s,t) 可表示为：

$$\begin{aligned} s&=\xi/\bar{\lambda}=u/(\bar{\lambda}l)\\ t&=\eta/\bar{\lambda}=v/(\bar{\lambda}l)\end{aligned} \tag{8-84}$$

(u,v) 是瞳面上实际坐标，l 是瞳面与象面间的距离。

三、相干与非相干极限

利用部分相干光成象的理论来研究物体照明在完全相干和完全不相干两种极限情况下成象特点。

（一）相干的情况

这种情况，$P_1(x_1,y_1)$ 和 $P_2(x_2,y_2)$ 的互强度由两点的振幅的乘积给出，即为：

$$J(x_1,y_1;x_2,y_2)=A(x_1,y_1)A^*(x_2,y_2) \tag{8-35}$$

因此可得：

$$J'(x_1',y_1';x_2',y_2')=\iiiint_{-\infty}^{+\infty}A(x_1,y_1)A^*(x_2,y_2)K(x_1'-x_1,y_1'-y_1)K^*(x_2'-x_2,y_2'-y_2)\cdot dx_1dy_1dx_2dy_2 \tag{8-86}$$

当 $x_1'=x_2'=x'$，$y_1'=y_2'=y'$ 时，象的强度 $I'(x',y')$ 为

$$I'(x',y')=J'(x',y';x',y')=\left|\iint_{-\infty}^{+\infty}A(x,y)K(x'-x,y'-y)dxdy\right|^2 \tag{8-87}$$

设象的振幅分布为 $A'(x',y')$，(8-87) 式可以改写为：

$$A'(x',y')=\iint_{-\infty}^{+\infty}A(x,y)K(x'-x,y'-y)dxdy \tag{8-88}$$

另外，若设

$$A'(x',y')=\iint_{-\infty}^{+\infty}\mathscr{A}'(s,t)e^{-2\pi i(sx'+ty')}dsdt \tag{8-89}$$

$$A(x,y)=\iint_{-\infty}^{+\infty}\mathscr{A}(s,t)e^{-2\pi i(sx+ty)}dsdt \tag{8-90}$$

$$K(x',y')=\iint_{-\infty}^{+\infty}\mathscr{R}_c(s,t)e^{-2\pi i(sx'+ty')}dsdt \tag{8-91}$$

则 (8-88) 式可写为：

$$\mathscr{A}'(s,t)=\mathscr{A}(s,t)\mathscr{R}_c(s,t) \tag{8-92}$$

也就是，从物到象的变换与一个线性滤波器的作用等效，物体振幅分布的傅里叶谱 $\mathscr{A}(s,t)$ 到象的振幅分布的傅里叶谱 $\mathscr{A}'(s,t)$ 是通过传递函数 $\mathscr{R}_c(s,t)$ 作线性传递。这时的传递函数 $\mathscr{R}_c(s,t)$ 为：

$$\mathscr{R}_c(s,t)=\iint_{-\infty}^{+\infty}K(x',y')e^{2\pi i(sx'+ty')}dx'dy'=P(\xi/\bar{\lambda},\eta/\bar{\lambda}) \tag{8-93}$$

即等于瞳函数的值。

若把一般的成象系统近似为相干系统，光源对物面一点的张角 θ_s 要大大小于系统入瞳对物面一点的张角 θ_i。这时当非相干光源照明物体在物面上产生的相干区域大于振幅扩展函数所复盖的面积（折算到物面上）时，从复盖区内各点到达象面一点的光扰动是相关的。

（二）非相干的情况

对于这种情况，物面上两点的互强度可设为：

$$J(x_1, y_1; x_2, y_2) = I(x_2, y_2)\delta(x_2-x_1)(y_2-y_1) \tag{8-94}$$

因此象的强度分布由（8-77），（8-87），（8-94）式可写成

$$I'(x_2', y_2') = \iint_{-\infty}^{+\infty} I(x_2, y_2)|k(x_2'-x_2, y_2'-y_2)|^2 dx_2 dy_2 \tag{8-95}$$

与（8-89），（8-90），（8-91）式一样，若把$\mathscr{I}'(s, t)$，$\mathscr{I}(s, t)$以及$\mathscr{R}_I(s, t)$定义为$I'(x', y')$，$I(x, y)$以及$|k(x', y')|^2$的傅里叶谱，则（8-95）式就成为：

$$\mathscr{I}'(s, t) = \mathscr{I}(s, t)\mathscr{R}_I(s, t) \tag{8-96}$$

即这时从物到象的变换仍与一个线性滤波器的作用等效，变换的是强度的空间频谱。传递函数$\mathscr{R}_I(s, t)$可用：

$$\mathscr{R}_I(s, t) = \iint_{-\infty}^{+\infty} k(x', y')k^*(x', y')e^{-2\pi i(sx'+ty')}dx'dy'$$

$$= \iint_{-\infty}^{+\infty} P(\xi/\bar{\lambda}, \eta/\bar{\lambda})P^*(\xi/\bar{\lambda}-s, \eta/\bar{\lambda}-t)d\xi d\eta \tag{8-97}$$

来定义，称为响应函数（光学传递函数），它由系统光瞳函数的自相关函数给出。把一成象系统近似为非相干成象系统的充要条件是，光源对物面一点的张角θ_s不小于系统入瞳对物面一点的张角θ_i和物体对垂直入射光衍射的最大衍射角θ_0之和，这时，照明系统在物面上提供的相干面积同时小于系统振幅扩散函数在物面上所复盖的面积和物体振幅透射率的最小结构，因而从物面上振幅扩散函数复盖区域内各点到达象面一点的光扰动基本上是不相关的。

四、透照物成象

在光学仪器中的部分相干成象，如显微镜之类，大多是物体为透明或半透明的，光透过物体而进入成象系统。假设物体的振幅透射率为$A(x, y)$，照明光的振幅为$U_0(s, x, y)$，则透过物体的光的振幅为：

$$U(s, x, y) = A(x, y)U_0(s, x, y) \tag{8-98}$$

照明光的互强度由：

$$J_0(x_1, y_1; x_2, y_2) = \int_{\Sigma} U_0(s, x_1, y_1)U_0^*(s, x_2, y_2)ds \tag{8-99}$$

给出，另外从物体发出的光的互强度由

$$J(x_1, y_1; x_2, y_2) = \int_{\Sigma} U(s, x_1, y_1)U^*(s, x_2, y_2)ds$$

$$= A(x_1, y_1)A^*(x_2, y_2)J_0(x_1, y_1; x_2, y_2) \tag{8-100}$$

给出。在通常的照明系统中，如果入射光的互强度J_0只通过差值x_1-x_2，y_1-y_2的形式依赖于x_1，y_1，x_2，y_2，则有：

$$J_0(x_1, y_1; x_2, y_2) = J_0(x_1-x_2, y_1-y_2) \tag{8-101}$$

象的形状，实际上是由象的强度分布给出，根据（8-77），（8-100），（8-101）式有

得到的象的互强度 $J'(x_1', y_1'; x_2', y_2')$ 中，如果 $x_1'=x_2'$，$y_1'=y_2'$，则强度分布 $I'(x', y')$ 为：

$$I'(x_1', y_1') = J'(x_1, y_1; x_1', y_1')$$
$$= \iiiint_{-\infty}^{+\infty} J_0(x_1-x_2, y_1-y_2)A(x_1, y_1)A^*(x_2, y_2)K(x_1'-x_1, y_1'-y_1)K^*(x_2'-x_2, y_2'-y_2)dx_1dy_1dx_2dy_2 \quad (8\text{-}102)$$

这里用

$$J_0(x, y) = \iint_{-\infty}^{+\infty} \mathscr{J}_0(s, t)e^{-2\pi i(sx+ty)}dsdt \quad (8\text{-}103)$$

及（8-90）式定义 $\mathscr{J}_0(s, t)$ 及 $\mathscr{A}(s, t)$，并改写

$$s_1x_1 - s_2x_2 = (s_1-s_2)x' - s_1(x'-x_1) + s_2(x'-x_2)$$
$$t_1y_1 - t_2y_2 = (t_1-t_2)y' - t_1(y'-y_1) + t_2(y'-y_2)$$

即可得到

$$I'(x', y') = \iiiint_{-\infty}^{+\infty} \mathscr{T}(s_1, t_1; s_2, t_2)\cdot\mathscr{A}(s_1, t_1)\mathscr{A}^*(s_2, t_2)\cdot e^{-2\pi i[(s_1-s_2)x'+(t_1-t_2)y']}ds_1dt_1ds_2dt_2 \quad (8\text{-}104)$$

若再设

$$x'-x_1 = p_1 \qquad y'-y_1 = q_1$$
$$x'-x_2 = p_2 \qquad y'-y_2 = q_2$$

则可以写出

$$\mathscr{T}(s_1, t_1; s_2, t_2) = \iiiint_{-\infty}^{+\infty} J_0(p_2-p_1, q_2-q_1)K(p_1, q_1)K^*(p_2, q_2)\cdot e^{2\pi i[(s_1p_1+t_1q_1)-(s_2p_2+t_2q_2)]}dp_1dp_2dq_1dq_2$$
$$= \iiiiiint_{-\infty}^{+\infty} \mathscr{J}_0(s, t)K(p_1, q_1)K^*(p_2, q_2)\cdot e^{2\pi i[(s+s_1)p_1+(t+t_1)q_1-(s_1+s_2)p_2-(t_1+t_2)q_2]}dsdtds_1dt_1ds_2dt_2$$
$$= \iint_{-\infty}^{+\infty} \mathscr{J}_0(s, t)\mathscr{K}(s+s_1, t+t_1)\mathscr{K}^*(s+s_2, t+t_2)dsdt \quad (8\text{-}105)$$

若对（8-104）式两边求傅里叶变换，象的光强分布的傅里叶频谱 $\mathscr{J}'(s, t)$ 可以表示成

$$\mathscr{J}'(s,t) = \iint_{-\infty}^{+\infty} \mathscr{T}(s_1+s; t_1+t; s_1, t_1)\mathscr{A}(s_1+s, t_1+t)\mathscr{A}^*(s_1, t_1)ds_1dt_1 \quad (8\text{-}106)$$

可知，象的光强分布的傅里叶谱 $\mathscr{J}'(s, t)$ 是由二组空间频率 (s_1, t_1)，(s_1+s, t_1+t) 上的振幅 $\mathscr{A}(s_1, t_1)$，$\mathscr{A}(s_1+s, t_1+t)$ 的干涉项的求和得到，$\mathscr{T}(s_1+s, t_1+t; s_1, t_1)$ 表示干涉项的可见度。

$\mathscr{T}(s_1+s, t_1+t; s_1, t_1)$ 称为透射交叉系数[4]（互传递系数，或透射函数），根据

(8-105) 式可用下式(除了一个常数因子外)求得。即:

$$\mathscr{T}(s_1+s,\ t_1+t;\ s_1,\ t_1)=\iint_{-\infty}^{+\infty}\gamma\left(\frac{\xi}{\lambda},\ \frac{\eta}{\lambda}\right)P\left(\frac{\xi}{\lambda}+s_1+s,\ \frac{\eta}{\lambda}+t_1+t\right)\cdot P^*\left(\frac{\xi}{\lambda}+s_1,\ \frac{\eta}{\lambda}+t_1\right)d\xi d\eta \tag{8-107}$$

这时$P(\xi,\ \eta)$是瞳函数,$\gamma(\xi,\ \eta)$定义为

$$\gamma(\xi,\ \eta)=\mathscr{J}_0(\xi,\ \eta)/\mathscr{J}_0(0,\ 0) \tag{8-108}$$

称作有效光源[14]。根据(8-47)式$\gamma(\xi,\ \eta)$可写成

$$\gamma(\xi,\ \eta)=\frac{\iint_{-\infty}^{+\infty}J_0(x_1-x_2,\ y_1-y_2)e^{ik[(x_1-x_2)\xi+(y_1-y_2)\eta]}d(x_1-x_2)d(y_1-y_2)}{\iint_{-\infty}^{+\infty}J_0(x_1-x_2,\ y_1-y_2)d(x_1-x_2)d(y_1-y_2)}$$

$$=\iint_{-\infty}^{+\infty}\mu_0(x_1-x_2,y_1-y_2)e^{ik[(x_1-x_2)\xi+(y_1-y_2)\eta]}d(x_1-x_2)d(y_1-y_2)\propto I_0(\xi,\eta) \tag{8-109}$$

与在照明光中产生μ_0复相干系数的光源形状相当。

(8-107)式的积分是在如图8-7所示的有效光源的圆(圆心:0,0)和表示瞳函数的二个圆F_1(圆心:$s+s_1$,$t+t_1$)及F_2(圆心:s_1,t_1)的公共区域(在图中用斜线表示的部分)内进行。以显微镜为例,F_1、F_2的半径为$n_0\sin\alpha_0/\bar{\lambda}$,$\Gamma$的半径为$n_c\sin\alpha_c'/\bar{\lambda}$。

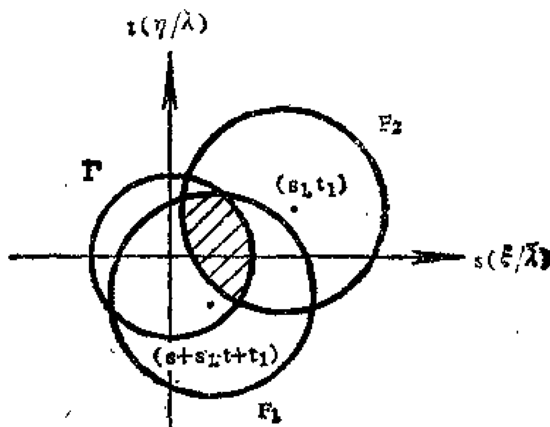


图8-7 透射交叉系数$\mathscr{T}$的积分区域

五、近似处理—在光学仪器方面的应用

在实际的光学系统中,处理部分相干成象比之相干或非相干的情况要复杂得多,但是,一般的光学仪器例如显微镜和放映机等情况,物体的反差可以认为是很小的,可近似处理为非相干成象[15]。

(一)反差小的物体的成象

若物体的反差很小,则有

$$A(x,\ y)=1+B(x,\ y) \tag{8-110}$$

$$|B(x,\ y)|\ll 1$$

于是其干涉项可近似成:

$$A(x_1,\ y_1)A^*(x_2,\ y_2)\approx 1+B(x_1,\ y_1)+B^*(x_2,\ y_2) \tag{8-111}$$

因此,成象公式(8-102)就成为

$$I'(x_1',\ y_1')=\iiiint_{-\infty}^{+\infty}J_0(x_1-x_2,\ y_1-y_2)K(x_1'-x_1,\ y_1'-y_1)K^*(x_1'-x_2,$$

$$y_1'-y_2)dx_1dy_1dx_2dy_2+\iiiint_{-\infty}^{+\infty}J_0(x_1-x_2,\ y_1-y_2)B(x_1,\ y_1)\cdot$$
$$K(x_1'-x_1,\ y_1'-y_1)K^*(x_1'-x_2,\ y_1'-y_2)dx_1dy_1dx_2dy_2$$
$$+\iiiint_{-\infty}^{+\infty}J_0(x_1-x_2,\ y_1-y_2)B^*(x_2,\ y_2)K(x_1'-x_1,\ y_1'-y_1)\cdot$$
$$K^*(x_1'-x_2,\ y_1'-y_2)dx_1dy_1dx_2dy_2 \tag{8-112}$$

若设

$$\iint_{-\infty}^{+\infty}J_0(x_1-x_2,\ y_1-y_2)K(x_1'-x_2,\ y_1'-y_2)dx_2dy_2=I_0K_0(x_1'-x_1,\ y_1'-y_1) \tag{8-113}$$

则（8-112）式可改写为

$$I'(x_1',\ y_1')=I_0\Big[\iint_{-\infty}^{+\infty}K(x_1'-x_1,\ y_1'-y_1)K_0^*(x_1'-x_1,\ y_1'-y_1)dx_1dy_1$$
$$+\iint_{-\infty}^{+\infty}B(x_1,\ y_1)K(x_1'-x_1,\ y_1'-y_1)K_0^*(x_1'-x_1,\ y_1'-y_1)\cdot$$
$$dx_1dy_1+\iint_{-\infty}^{+\infty}B^*(x_2,\ y_2)K^*(x_1'-x_2,\ y_1'-y_2)K_0(x_1'-x_2,$$
$$y_1'-y_2)dx_2dy_2\Big] \tag{8-114}$$

现令

$$\frac{1}{2}\Big[K(x'-x,y'-y)K_0^*(x'-x,y'-y)+K^*(x'-x,y'-y)K_0(x'-x,y'-y)\Big]$$
$$=R(x'-x,\ y'-y) \tag{8-115}$$

$$\frac{1}{2}\Big[K(x'-x,\ y'-y)K_0^*(x'-x,y'-y)-K^*(x'-x,y'-y)K_0(x'-x,y'-y)\Big]$$
$$=S(x'-x,\ y'-y) \tag{8-116}$$

（8-114）式就成为

$$I'(x',\ y')=I_0\Big\{\iint_{-\infty}^{+\infty}[1+B(x,\ y)+B^*(x,\ y)]R(x'-x,\ y'-y)dxdy+$$
$$\iint_{-\infty}^{+\infty}[1+B(x,\ y)-B^*(x,\ y)]S(x'-x,\ y'-y)dxdy\Big\}$$
$$=I_0\Big\{\iint_{-\infty}^{+\infty}[R(x'-x,y'-y)+S(x'-x,\ y'-y)]dxdy+2\iint_{-\infty}^{+\infty}A^{(r)}(x,\ y)$$
$$R(x'-x,\ y'-y)dxdy+2\iint_{-\infty}^{+\infty}A^{(i)}(x,\ y)S(x'-x,\ y'-y)dxdy\Big\} \tag{8-117}$$

$A^{(r)}$ 及 $A^{(i)}$ 各表示 A 的实部和虚部。从上式知道，由（8-115）式定义的 $R(x',\ y')$ 对物体

的实部成象有贡献，由（8-114）式定义的 $S(x', y')$ 对物体虚部成象有贡献。

若设 $P(\xi, \eta)$ 为光学系统的瞳函数．则 $k(x', y')$ 可用

$$K(x', y') = \iint_{-\infty}^{+\infty} P(\xi, \eta) e^{-ik(\xi x' + \eta y')} d\xi d\eta \tag{8-118}$$

求出。另外 $K_0(x', y')$ 可据（8-108）、（8-113）式而成为

$$K_0(x', y') = \frac{1}{I_0} \iint_{-\infty}^{+\infty} J_0(x, y) K(x'-x, y'-y) dxdy$$

$$= \iint_{-\infty}^{+\infty} \gamma(\xi/\bar{\lambda}, \eta/\bar{\lambda}) P(\xi/\bar{\lambda}, \eta/\bar{\lambda}) e^{-2\pi i(\xi x'/\bar{\lambda} + \eta y'/\bar{\lambda})} d\xi d\eta \tag{8-119}$$

与用有效光源 $\gamma(\xi, \eta)$ 使该光学系统的瞳函数"缩小"时所得的点象的振幅分布相等。因此 $R(x', y')$ 的傅里叶变换 $\mathscr{R}(s, t)$ 可用下式表示

$$\mathscr{R}(s, t) = \frac{1}{2} \iint_{-\infty}^{+\infty} \left[K(x', y') K_0^*(x' y') + K^*(x', y') K_0(x', y') \right] \cdot e^{2\pi i(sx' + ty')} dx' dy'$$

$$= \frac{1}{2} \left[\iint_{-\infty}^{+\infty} \gamma\left(\frac{\xi}{\bar{\lambda}}, \frac{\eta}{\bar{\lambda}}\right) P^*\left(\frac{\xi}{\bar{\lambda}}, \frac{\eta}{\bar{\lambda}}\right) P\left(s - \frac{\xi}{\bar{\lambda}}, t - \frac{\eta}{\bar{\lambda}}\right) d\xi d\eta \right.$$

$$\left. + \iint_{-\infty}^{+\infty} \gamma\left(\frac{\xi}{\bar{\lambda}}, \frac{\eta}{\bar{\lambda}}\right) P\left(\frac{\xi}{\bar{\lambda}}, \frac{\eta}{\bar{\lambda}}\right) P^*\left(s + \frac{\xi}{\bar{\lambda}}, t + \frac{\eta}{\bar{\lambda}}\right) d\xi d\eta \right]$$

$$= \frac{1}{2} [E_1(s, t) + E_2(s, t)] \tag{8-120}$$

$E_1(s, t)$ 表示 $\gamma(\xi/\bar{\lambda}, \eta/\bar{\lambda})$ 的圆 Γ、$P^*(\xi/\bar{\lambda}, \eta/\bar{\lambda})$ 的圆 F_0、$P(s-\xi/\bar{\lambda}, t-\eta/\bar{\lambda})$ 的圆 F_1 三者共同区域 e_1 的积分值，$E_2(s, t)$ 是圆 Γ、F_0 以及表示 $P^*(s+\xi/\bar{\lambda}), t+\eta/\lambda)$ 的圆 F_2 三者共同区域 e_2 上的积分值（图 8-8）。

同样有

$$\mathscr{S}(s, t) = \frac{1}{2} \iint_{-\infty}^{+\infty} [K(x', y') K_0^*(x', y') - K^*(x', y') K_0(x', y')] e^{2\pi i(sx' + ty')} dx' dy'$$

$$= \frac{1}{2} [E_1(s, t) - E_2(s, t)] \tag{8-121}$$

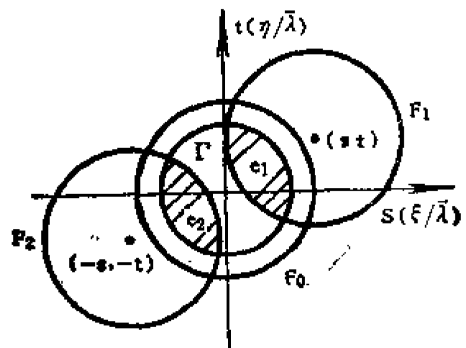


图 8-8 $\mathscr{R}(s, t)$，$\mathscr{S}(s, t)$ 的积分区域

作为特殊情况，$\gamma(\xi, \eta)$ 及 $P(\xi, \eta)$ 旋转对称时 $E_1(s, t) = E_2(s, t)$，上式就成为

$$\mathscr{S}(s, t) = 0 \tag{8-122}$$

再回到（8-117）式，当物体上没有位相变化时，或者（8-122）式成立时，可得

$$I'(x', y') \approx I_0 \iint_{-\infty}^{+\infty} |A(x, y)|^2 R(x'-x, y'-y) dxdy \tag{8-123}$$

即能近似成以 $R(x', y')$ 为点象强度分布的光学系统的非相干成象，其响应函数为 $\mathscr{R}(s,t)$。

（二）光学仪器中的部分相干成象

例 1 显微镜 在生物显微镜中的照明有临界照明和柯勒照明的区别，但是在使用相同数值孔径的聚光透镜时，标本面的相干性不因上述两种照明方式不同而异。有效光源同样是半径为 $\sigma = n_c' \sin\alpha_c'/n_0 \sin\alpha_0$（聚光镜与物镜的数值孔径的比值）的圆形。光源尺寸十分大时，聚光透镜的象差与象无关。对于小光源使用象差大的聚光透镜时，有效光源的半径及分布有时要发生变化[13]。

对于显微镜，因物镜几乎没有象差，所以在图 8-9 中表示的对于无象差圆透镜的 $\mathscr{R}(s,t)$ 可认为是响应函数。σ 越小，响应函数的截止频率就越低，$\sigma\to 0$（相干成象）的时候为 $\sigma\geqslant 1$（非相干成象）时的 1/2。另外，σ 越小，$\mathscr{R}(s, t)$ 表示的截止特性越尖锐，其结果在象的构造上给出异常的变化。图 8-10 是以 σ 为参数在实验中求得的刀口象的光强分布[16]，σ 越小，陡度越大，另外表示易出现双重构造。

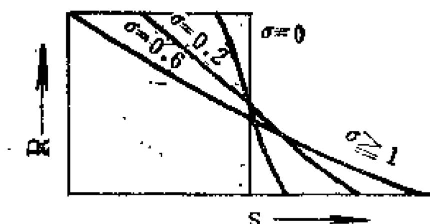


图 8-9 无象差圆透镜的 $R(s, t)$

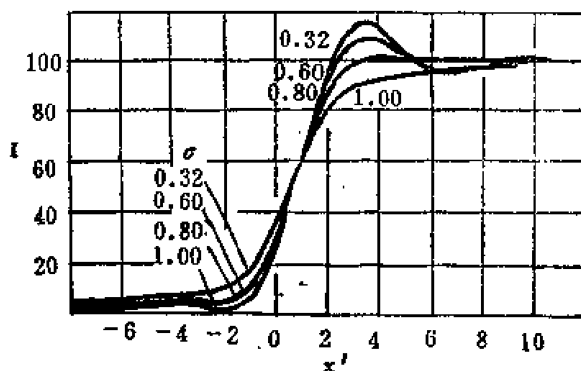


图 8-10 刀口象的光强分布 $Z = \frac{2\pi}{\lambda}(n_0 s_1 - \alpha_0)x$

若物镜有象差，则 $\mathscr{R}(s, t)$ 的形状变化极复杂，成象特性也随之作变化[16]。图 8-11 是对于有象差透镜的 $\mathscr{R}(s, t)$ 的一个例子，表示对于不同 σ 的分辨率测定值。由图可知，有象差透镜，因 σ 比 1 小，可能有最大的分辨率。

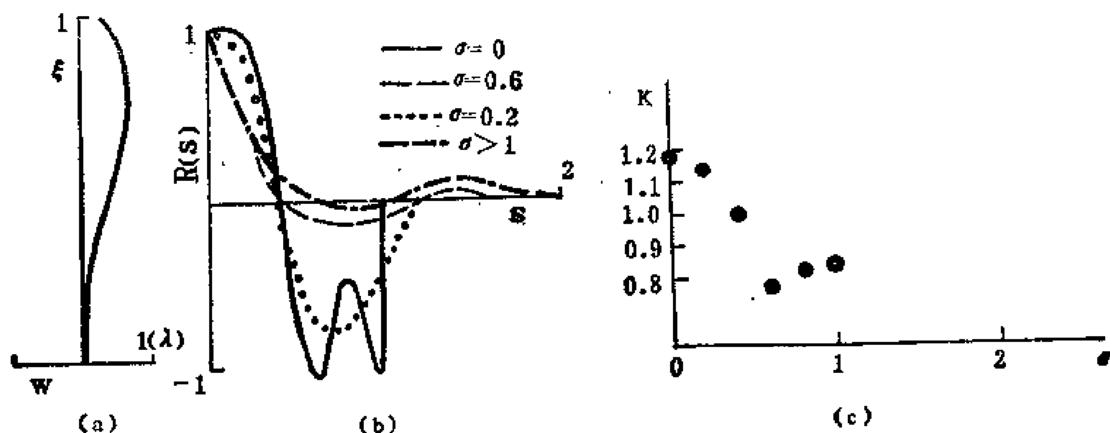


图 8-11 有象差透镜的成象特性

(a) 波面象差 (b) $\mathscr{R}(s, t)$ (c) σ 与分辨率

例 2 放映机 在放映机中，因为要用较小的光源照明大面积的物体，所以常采用图 8-12 那样的光学系统，这时的有效光源可以通过物面上的针孔而在透镜瞳面上的光源象而

求得。

这种情况，聚光透镜的象差对于轴上物体的象几乎没有影响。然而对于轴外的物体，往往因有效光源在瞳上作横向移动（因而图 8-8 的积分区域的变化），象的特性要受到影响[17]。

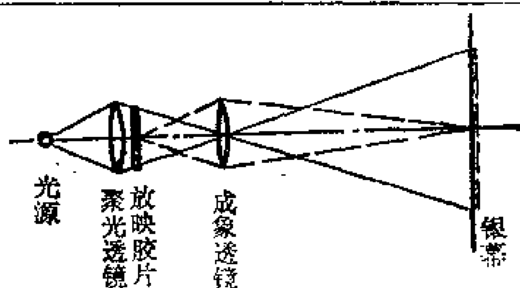


图 8-12　放映机的光学系统图

放映机的情况，成象透镜的象差往往较大，有效光源起着与几何光学的光圈相类似的作用。这时有效光源的半径和透镜的瞳半径之比 σ 越小，象差的影响就越小，分辨能力有提高的倾向，但是对成象有贡献的点象强度分布与放有与 σ 一样大小的光圈的透镜所得到的不同，而为（8-115）式中定义过的 $R(x', y')$。

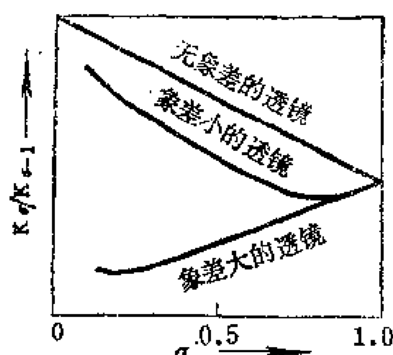


图 8-13　以象差的大小为参数，σ 与分辨能力的关系

图 8-13 表示以象差的大小为参数，σ 与分辨能力的关系。可知类似于有象差透镜的光圈和分辨能力的关系[18]。

第三节　随机不均匀媒质对成象的影响

通常在处理光学成象问题时，都认为系统中光学媒质是均匀的，不随时间而变的，但是在某些实际问题中如高温观测、天文观测等，光学媒质呈非均匀随机分布。因此，成象的变化也是一个随机过程，对此就需要评价成象系统性能的平均性质。本节讨论将限于窄带非相干光以及媒质的不均匀性尺度远大于辐射波长的情况。

一、薄随机屏的影响

对于成象系统中厚度不大的随机不均匀媒质的影响，可用一个放置在光瞳平面上的薄随机屏等效。屏的振幅透射率 $A(x, y)$ 对窄带光的各个频率都相同。等晕非相干成象系统的传递函数 $\mathscr{H}_I(s, t)$ 是由光瞳函数 $P(x, y)$ 的空间自相关给出的，（8-97）式可改写成

$$\mathscr{H}_I(s, t)=\frac{\iint_{-\infty}^{+\infty} P(x, y)\, P^*(x-\bar{\lambda} fs,\ y-\bar{\lambda} ft)\,dxdy}{\iint_{-\infty}^{+\infty} |P(x, y)|^2 dxdy} \tag{8-124}$$

式中　x, y——瞳面实际坐标

f——焦距

光学传递函数已归一化，即 $\mathscr{H}_I(s=0, t=0)=1$。考虑薄随机屏时，式中的光瞳函数可写成

$$P'(x, y)=P(x, y)A(x, y) \tag{8-125}$$

于是瞬时光学传递函数为

$$\mathscr{R}(s,\ t)=\frac{\iint_{-\infty}^{+\infty}P(x,\ y)P^*(x-\bar{\lambda}fs,\ y-\bar{\lambda}ft)A(x,y)A^*(x-\bar{\lambda}fs,y-\bar{\lambda}ft)dxdy}{\iint_{-\infty}^{+\infty}|P(x,\ y)|^2|A(x,\ y)|^2dxdy} \tag{8-126}$$

系综平均为

$$\langle\mathscr{R}(s,\ t)\rangle=\frac{\iint_{-\infty}^{+\infty}P(x,\ y)P^*(x-\bar{\lambda}fs,\ y-\bar{\lambda}ft)\langle A(x,\ y)A^*(x-\bar{\lambda}fs,y-\bar{\lambda}ft)\rangle dxdy}{\iint_{-\infty}^{+\infty}|P(x,\ y)|^2\langle|A(x,\ y)|^2\rangle dxdy} \tag{8-127}$$

设随机屏的自相关函数

$$\Gamma_A(\Delta x,\ \Delta y)=\langle A(x,\ y)A^*(x-\Delta x,\ y-\Delta y)\rangle \tag{8-128}$$

归一化后即得随机屏的平均光学传递函数$\langle\mathscr{R}_S(s,\ t)\rangle$即：

$$\langle\mathscr{R}_S(s,\ t)\rangle=\gamma_A(s,\ t)=\frac{\Gamma_A(\bar{\lambda}fs,\ \bar{\lambda}ft)}{\Gamma_A(0,\ 0)} \tag{8-129}$$

当$A(x,\ y)$在空间是广义平衡时，并把（8-124）和（8-129）式代入（8-127）式，就可得到有薄随机屏时非相干成象系统的平均光学传递函数：

$$\langle\mathscr{R}(s,\ t)\rangle=\mathscr{R}_I(s,\ t)\langle\mathscr{R}_S(s,\ t)\rangle \tag{8-130}$$

平均点扩散函数由（8-130）式的傅里叶逆变换给出：

$$\langle h(u,\ v)\rangle=h_I(u,\ v)\otimes\langle h_S(u,\ v)\rangle \tag{8-131}$$

式中　符号⊗——代表卷积运算●；

$u,\ v$——象面坐标；

关于薄随机屏的影响，由于$A(x,\ y)$的不同，$\langle\mathscr{R}_S(s,\ t)\rangle$是不同的，而不同随机过程$A(x,\ y)$的描述，需采用不同的统计模型：

随机吸收屏

这是对光场只有吸收而没有位相影响的情况，振幅透射率可表示为：

$$A(x,\ y)=A_0+r(x,\ y) \tag{8-132}$$

式中　A_0——实数偏置值 $0\leqslant A_0\leqslant1$；

$r(x,\ y)$——空间平稳的、均值为零的实值随机过程，且$-A_0\leqslant r(x,\ y)\leqslant1-A_0$。

这时由（8-128）、（8-129）式可知

$$\langle\mathscr{R}_s\rangle=\frac{A_0^2}{A_0^2+\sigma_r^2}+\frac{\sigma_r^2}{A_0^2+\sigma_r^2}\gamma_r(\bar{\lambda}fs,\ \bar{\lambda}ft) \tag{8-133}$$

式中　$$\gamma_r=\frac{\Gamma_r(\Delta x,\ \Delta y)}{\Gamma_r(0,\ 0)}=\frac{\Gamma_r(\Delta x,\ \Delta y)}{\sigma_r^2} \tag{8-134}$$

随机位相屏

此时光场的吸收可以忽略不计，而位相呈随机分布的情况，振幅透射率可表示为：

●亦有用符号＊代表卷积运算的，参看第六章。

$$A(x, y) = \exp[j\varphi(x, y)] \tag{8-135}$$

式中　$\varphi(x, y)$——由光学厚度的随机变化而引起的(x, y)处的位相。
同理可写出

$$\langle \mathscr{R}_S \rangle = \Gamma_A(x_1, y_1; x_2, y_2) = M_{\Delta\varphi}(1) \tag{8-136}$$

式中考虑了　$\Gamma_A(0\ 0) = 1$,　$\omega = 1$。$M_{\Delta\varphi}$ 是$\Delta\varphi$ 的特征函数。

高斯随机位相屏

这是当随机位相屏的位相为零平均值的高斯随机过程时的情况。只要 $\varphi(x, y)$ 具有初级平稳增量，就可写出

$$\langle \mathscr{R}_s \rangle = \exp\left\{-\frac{1}{2} D_\varphi(\bar{\lambda} fs, \bar{\lambda} ft)\right\} \tag{8-137}$$

式中 D_φ 等于 $\Delta\varphi$的方差 $\sigma^2_{\Delta\varphi}$，D_φ 是一个与自相关函数有关的统计参量，称为结构函数。如果 $\varphi(x, y)$是广义平稳的，则 D_φ 有以下的形式：

$$D_\varphi(\Delta x, \Delta y) = 2\sigma^2_\varphi[1 - \gamma_\varphi(\Delta x, \Delta y)] \tag{8-138}$$

式中　γ_φ——是位相的规化自相关函数。

二、广延随机非均匀媒质的影响

大气是一种典型的广延随机非均匀媒质。光波在大气中传播时要受到大气湍流的影响，这是因为大气湍流运动的结果，使得大气的折射率成为一种随机场。当单色波透过大气成象时，折射率的随机分布主要是空间位置的函数，并可写成非随机部分$\langle n(\mathbf{r}) \rangle$和随机涨落部分$n_1(\mathbf{r})$之和，即

$$n(\mathbf{r}) = \langle n(\mathbf{r}) \rangle + n_1(\mathbf{r}) \tag{8-139}$$

式中 $n_1(\mathbf{r})$的平均值为 0 。
$n_1(\mathbf{r})$的空间自相关函数

$$\Gamma_n(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = \langle n_1(\mathbf{r}_1) n_2(\mathbf{r}_2) \rangle \tag{8-140}$$

（一）折射率涨落的功率谱密度[19]

假设 $n_1(r)$是统计均匀的，即在三维空间内是广义平稳的，则有

$$\Gamma_n(\mathbf{r}) = \iiint_{-\infty}^{+\infty} \Phi_n(\mathbf{K}) e^{-ik\cdot r} d^3\mathbf{K} \tag{8-141}$$

$$\Phi_n(\mathbf{k}) = \frac{1}{(2\pi)^3} \iiint_{-\infty}^{+\infty} \Gamma_n(\mathbf{r}) e^{ik\cdot r} d^3\mathbf{r} \tag{8-142}$$

式中　$\mathbf{r} = \mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2$;

$\Phi_n(\mathbf{k})$——三维空间内折射率涨落的功率谱密度；

当 $n_1(\mathbf{r})$是各向同性时，自相关函数呈球对称，这时（8-142）式可写成

$$\Phi_n(K) = \frac{1}{2\pi^2 K} \int_0^\infty \Gamma_n(r) r \sin(Kr) dr \tag{8-143}$$

式中　$\Gamma_n(r) = \frac{4\pi}{r} \int_0^\infty \Phi_n(K) K \sin(Kr) dK$　(8-144)

K——波矢 $\mathbf{K}$ 的模，$K = \sqrt{K_x^2 + K_y^2 + K_z^2}$

根据柯尔莫格洛夫湍流理论中的惯性亚区模型，即当空间二点间的距离 r满足 $l_0 \ll r \ll L_0$

（其中 l_0 是湍流的内部尺度，L_0 是外部尺度）时：

$$\Phi_n(K)=0.033C_n^2K^{-11/3} \tag{8-145}$$

式中　K满足 $\frac{2\pi}{L_0}\ll K\ll\frac{2\pi}{l_0}$；

C_n^2——折射率涨落的结构常数；

还有由塔塔斯基提出的另一个不同模型[20]，即：

$$\Phi_n^T(K)=0.033C_n^2K^{-11/3}\exp(-K^2/K_m^2) \tag{8-146}$$

式中　$K>0$，$K_m=5.92/l_0$

类似的还有冯卡曼模型[21]。

折射率涨落的结构函数 $D_n(r)$ 是描写随机场的另一个统计参量，且与 $\Phi_n(K)$ 等效，它定义为空间两点折射率差的平方的系综平均值。当湍流是均匀和各向同性时[19]，有

$$D_n(r)=8\pi\int_0^\infty\Phi_n(K)K^2\left[1-\frac{\sin Kr}{Kr}\right]dK \tag{8-147}$$

把（8-145）式代入上式，可得

$$D_n(r)=C_n^2r^{2/3}\qquad l_0\ll r\ll L_0 \tag{8-148}$$

式子表明大气折射率场的统计特性服从"2/3 次方定律"。式中结构常数 $C_n^2=\left(\frac{79\times10^{-6}P}{T^2}\right)^2C_T^2$，$T$ 是大气温度（开尔文），P 是大气压强（毫巴），C_T 是温度结构常数，可直接用温度脉动仪测定。C_n^2 的单位是米$^{-2/3}$，其数值大小表征湍流的强弱，在近地面处的典型数值是：

$C_n^2\sim10^{-17}$（米$^{-2/3}$）　　弱湍流

$C_n^2\sim10^{-15}$（米$^{-2/3}$）　　中等湍流

$C_n^2\sim10^{-13}$（米$^{-2/3}$）　　强湍流

（二）对数正态模型

当可见光在湍流大气中传播时，由于湍流的内部尺度 l_0 远大于光波长，所以仍满足波动方程，其标量形式为：

$$\nabla^2V+\frac{\omega^2n^2}{c^2}V=0 \tag{8-149}$$

若用微摄动法求解方程，其解是多项贡献之和

$$V=V_0+V_1+V_2+\cdots\cdots \tag{8-150}$$

当用博恩近似（即略去二次以上的散射效应）和菲涅耳近似（即小散射角近似情况）处理时，可得近似解为：

$$V_1(r)=\frac{K_0^2}{2\pi}\iiint_V\frac{\exp\left\{iK_0\left[(z-z')+\frac{|\rho-\rho'|^2}{2(z-z')}\right]\right\}}{z-z'}n_1(r')V_0(r')d^3r' \tag{8-151}$$

式中　z 和 z'——传播方向上离开坐标原点的距离；

ρ 和 ρ'——垂直传播方向在 z 和 z' 处的横向偏移矢量；

r 和 r′ 为 ρ 和 ρ' 矢端的位置矢量；

V——散射体体积

$$K_0=\frac{2\pi}{\lambda}$$

关于复振幅，至今还没有一个能完全满意的模型，而大量事实证明对数振幅和位相都服从正态分布。

把（8-149）式的解写成

$$V=A(x,\ y,\ z)\exp[i\varphi(x,\ y,\ z)] \tag{8-152}$$

并令

$$V_0=A_0(x,\ y,\ z)\exp[i\varphi_0(x,\ y,\ z)] \tag{8-153}$$

则

$$\ln\left(\frac{V}{V_0}\right)=\ln\left\{\frac{A}{A_0}\exp[i(\varphi-\varphi_0)]\right\}$$

$$=\ln\frac{A}{A_0}+i(\varphi-\varphi_0) \tag{8-154}$$

考虑博恩近似，（8-150）式近似为

$$V=V_0+V_1 \tag{8-155}$$

由于$|V_1|\ll|V_0|$，由上式可得

$$\ln\left(\frac{V}{V_0}\right)\approx\frac{V_1}{V_0} \tag{8-156}$$

令

$$\Psi_1=\chi+i\varphi_\delta=\ln\left(\frac{V}{V_0}\right) \tag{8-157}$$

则由（8-154）式可写出对数振幅的位相为

$$\left.\begin{aligned}\chi&=\ln\frac{A}{A_0}\\ \varphi_\delta&=\varphi-\varphi_0\end{aligned}\right\} \tag{8-158}$$

由（8-156），（8-157）和（8-151）式可分别写出χ和φ_δ的表示式。

$$\begin{bmatrix}\chi\\ \varphi_\delta\end{bmatrix}=\begin{bmatrix}R_e\\ I_m\end{bmatrix}\left\{\frac{K_0^2}{2\pi V_0(\mathbf{r})}\iiint_V\frac{\exp\left\{iK_0\left[(z-z')+\frac{|\overline{\rho}-\overline{\rho'}|^2}{2(z-z')}\right]\right\}}{z-z'}n_1(\mathbf{r}')V_0(\mathbf{r}')d^3\mathbf{r}'\right\} \tag{8-159}$$

上式表示对数振幅涨落可看作是散射体 V 各部分贡献的总和。並由中心极限定理和实验可证明χ和φ_δ都满足高斯统计。

三、长时间曝光的光学传递函数

如图 8-14 所示，一远距离的准单色点状光源，透过折射率具有随机涨落的大气入射到望远光学系统。设入射到光瞳上的光场复振幅为$V(x,\ y)$，由于等晕非相干成象系统的传

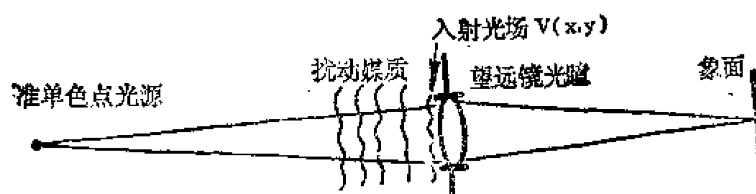


图 8-14　望远系统通过折射率随机涨落的大气来观察准单色点状光源

递函数可按（8-124）式给出，即

$$\mathscr{H}_I(s,\ t)=\frac{\iint_{-\infty}^{+\infty}P(x,\ y)P^*(x-\bar{\lambda}fs,\ y-\bar{\lambda}ft)dxdy}{\iint_{-\infty}^{+\infty}|P(x,\ y)|^2dxdy} \tag{8-160}$$

复振幅 $V(x, y)$ 相当于(8-125)式中的 $A(x, y)$，长时间曝光的传递函数的平均值也可类似(8-130)式写成光学系统的传递函数 $\mathscr{R}_I(s, t)$ 与大气的传递函数的系综平均值 $\langle\mathscr{R}_V(s, t)\rangle$ 的乘积，即

$$\langle\mathscr{R}(s, t)\rangle = \mathscr{R}_I(s, t)\langle\mathscr{R}_V(t, s)\rangle \tag{8-161}$$

按照定义

$$\langle\mathscr{R}_V(s, t)\rangle = \frac{\langle\Gamma_V(\bar{\lambda} fs, \bar{\lambda} ft)\rangle}{\langle\Gamma_V(0, 0)\rangle} \tag{8-162}$$

考虑到 (8-136)、(8-137) 式

$$\langle\mathscr{R}_V(\nu)\rangle = \langle\Gamma_V(\bar{\lambda} f\nu)\rangle = \exp\left\{-\frac{1}{2}D(\bar{\lambda} f\nu)\right\} \tag{8-163}$$

式中 ν——空间频率 $\nu = \sqrt{s^2 + t^2}$。

并且定义波的结构函数为

$$D(r) = D_\chi(r) + D_\varphi(r) \tag{8-164}$$

其中

$$D_\chi(r) = \langle(\chi_1 - \chi_2)^2\rangle \tag{8-165}$$

$$D_\varphi(r) = \langle(\varphi_1 - \varphi_2)^2\rangle \tag{8-166}$$

于是由 (8-161) 式可得整个系统平均的光学传递函数，即长时间曝光的光学传递函数

$$\langle\mathscr{R}(\nu)\rangle = \mathscr{R}_I(\nu)\exp\left\{-\frac{1}{2}D(\bar{\lambda} f\nu)\right\} \tag{8-167}$$

根据波结构函数的近场计算，当忽略大气吸收及对数振幅结构函数的影响时，可近似得到[19]

$$D_\varphi(r) = 2.92K_0^2 C_n^2 z r^{5/3} \tag{8-168}$$

代入 (8-163)式后得到：

$$\langle\mathscr{R}_V(\nu)\rangle \approx \exp\left\{-57.6\, C_n^2 z \frac{f^{5/3}}{\bar{\lambda}^{1/3}}\nu^{5/3}\right\} \tag{8-169}$$

式中　z——沿望远镜光轴方向从进入端流区到望远镜前面的距离，单位是[米]；

f——望远镜物镜焦距，单位是[米]；

有时用角空间频率 $\Omega = f\nu$（周期数/弧）来表示 $\langle\mathscr{R}_V(\Omega)\rangle$ 时

$$\langle\mathscr{R}_V(\Omega)\rangle = \exp\left\{-57.6\frac{C_n^2 z}{\bar{\lambda}^{1/3}}\Omega^{5/3}\right\} \tag{8-170}$$

长时间曝光的大气传递函数特性如图8-15 所示。三条实线表示 $\bar{\lambda} = 0.5$ 微米，$z = 100$ 米，C_n^2 的数量级分别为 10^{-13}、10^{-15} 和 10^{-17} 时的情况。三条虚线对应于衍射受限望远镜物镜的传递函数，孔径分别为 5 厘米、50 厘米和 5 米。

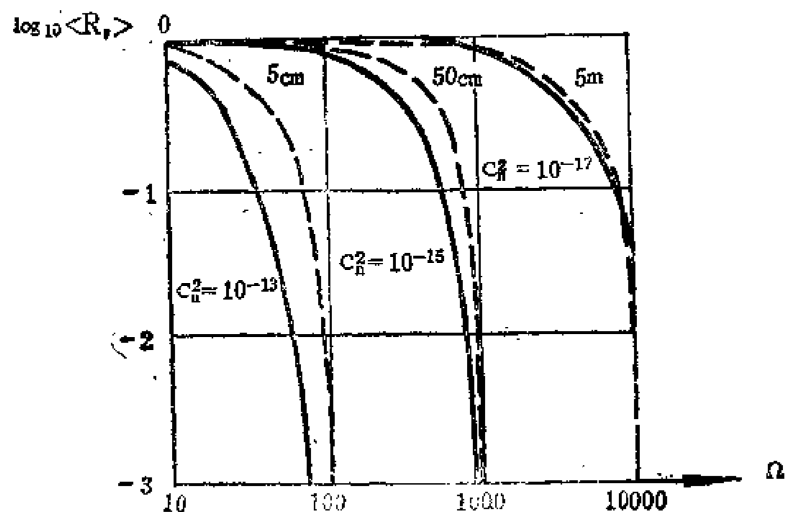


图 8-15　长时间曝光的大气传递函数

四、短时间曝光的光学传递函数

短曝光是指曝光积分时间比大气特性涨落的时间更短，短曝光成象减少了长时间曝光的积分平均效应。象面上一点的复振幅是瞳面上各个部分贡献的随机位相复矢之和。利用大气相干直径的概念[23]，其线度尺寸为：

$$r_0 = 0.185\left[\frac{\bar{\lambda}^2}{\int_0^z C_n^2(\xi)d\xi}\right]^{3/5} \tag{8-171}$$

可把直径为 D 的整个光瞳分成 N 个相干区，即

$$N \approx \left(\frac{D}{r_0}\right)^2 \tag{8-172}$$

于是象点可看成是所有相干区的共同贡献。

当光学系统的圆形光瞳直径为 D_0 时，短曝光平均光学传递函数为

$$\langle \mathscr{R}_v(\nu)\rangle = \exp\left\{-3.44\left(\frac{\bar{\lambda}f\nu}{r_0}\right)^{5/3}\left[1-\alpha\left(\frac{\bar{\lambda}f\nu}{D_0}\right)^{1/3}\right]\right\} \tag{8-173}$$

式中 r_0——大气相干直径，大气能见度极好时为 0.2 米，中等能见度为时 0.1 米，能见度稍差时为 0.05 米。

α——是一个参数，在近场、短曝光且主要是位相影响时，$\alpha=1$；在远场、短曝光且振幅与位相都有影响时，$\alpha=0.5$；长曝光时，$\alpha=0$。

（8—173）式同样可改用角空间频率 Ω 来表示

$$\langle \mathscr{R}_v(\Omega)\rangle = \exp\left\{-3.44\left(\frac{\bar{\lambda}\,\Omega}{r_0}\right)^{5/3}\left[1-\alpha\left(\frac{\Omega}{\Omega_0}\right)^{\frac{1}{3}}\right]\right\} \tag{8-174}$$

式中 $\Omega_0 = D_0/\bar{\lambda}$；

图 8-16 表示 $D_0=1$ 米，$r_0=10$ 厘米，$\bar{\lambda}=0.5$ 微米时，大气和望远光学系统的总的平均光学传递函数。

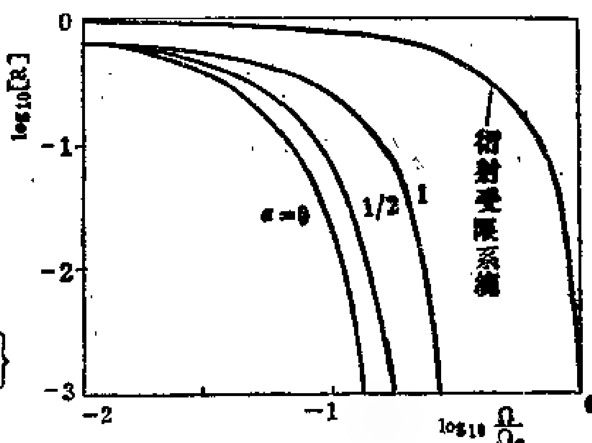


图 8-16 大气和望远光学系统的总的平均光学传递函数

第四节 光电计数统计

目前使用的各种光电探测器，都是基于光和物质的相互作用，并且无一例外地利用光电效应。这种探测器能够对单个光子发生响应，其输出是一个不连续的光电子数目的分布。光电计数理论的任务就是建立连续光强分布与不连续的光电子计数分布之间的联系。

一、概率分布函数

作为统计处理的方法，设统计变量为 x，一般它不是所取的某确定值，而是在 x 和 $x+$

dx间以某一概率分布着。若设其概率为 $P(x)dx$，并满足 $\int P(x)dx=1$，则 $P(x)$就定义为 x 的概率分布函数。x 的某函数 $g(x)$ 也是统计变量，其期望值（系综平均）为：

$$\langle g(x)\rangle=\int g(x)P(x)dx \tag{8-175}$$

如选 $g(x)=x^n$，则上式改写为

$$\langle x^n\rangle=\int x^n P(x)dx \tag{8-176}$$

并称$\langle x\rangle$为平均值，$\langle x^n\rangle$为 n 阶矩。如求 $(x-\langle x\rangle)^n$的平均值，即：

$$\mu_n=\langle(x-\langle x\rangle)^n\rangle=\int(x-\langle x\rangle)^n P(x)dx \tag{8-177}$$

则有 $\mu_1=0$，$\mu_2=\langle x^2\rangle-\langle x\rangle^2$并称为方差，$\sqrt{\mu_2}$称为标准差 σ。

为了方便，定义矩母函数 $M_x(h)$为：

$$\begin{aligned}M_x(h)&=\langle e^{xh}\rangle=\int e^{xh}p(x)dx\\&=\sum_{i=1}^{\infty}\frac{h^i}{i!}\int x^i p(x)\,dx=\sum_{i=1}^{\infty}\frac{h^i}{i!}\langle x^i\rangle\end{aligned} \tag{8-178}$$

假如$M_x(h)$ 按 h 展开，则其系数由$\langle x^i\rangle$给出。

再定义累积量母函数

$$K_x(h)=\log M_x(h) \tag{8-179}$$

若也按 h 展开，则有 $K_x(h)=\sum_{i=1}^{\infty}\frac{h^i}{i!}K_i$，并称其展开系数 K_i 为 i 阶累积量。比较 $M_x(h)$ 和 $K_x(h)$ 的展开系数，就可得：

$$\left.\begin{aligned}&K_1=\langle x\rangle\\&K_2=\mu_2=\langle(x-\langle x\rangle)^2\rangle\\&K_3=\mu_3=\langle(x-\langle x\rangle)^3\rangle\\&K_4=\mu_4-3\mu_2^2\\&K_5=\mu_5-10\mu_2\mu_3\end{aligned}\right\} \tag{8-180}$$

当概率分布函数是高斯函数时，即

$$P(x)=\frac{1}{\sqrt{2\pi}\,\sigma}\exp\left[-\frac{(x-a)^2}{2\sigma^2}\right] \tag{8-181}$$

则 $M_x(h)$ 及 $K_x(h)$ 分别为

$$M_x(h)=e^{ah}e^{\frac{\sigma^2}{2}h^2} \tag{8-182}$$

$$K_x(h)=ah+\frac{\sigma^2}{2}h^2 \tag{8-183}$$

并得到 $K_1=a$，$K_2=\sigma^2$，$K_3=K_4=\cdots\cdots=0$，因此可导得：

$$\left.\begin{aligned}&\langle x\rangle=a\\&\mu_2=\langle(x-\langle x\rangle)^2\rangle=\sigma^2\\&\mu_3=0\\&\mu_4=\langle(x-\langle x\rangle)^4\rangle=3\mu_2^2=3\sigma^4\\&\cdots\cdots\cdots\cdots\end{aligned}\right\} \tag{8-184}$$

重要的是，高斯分布时，$x-\langle x\rangle$的i阶矩μ_n全部可以用二阶矩$\mu_2=\sigma^2$来表示。

对于泊松分布，若用符号n代替变量x（n为正整数），则有

$$P(n)=\frac{a^n}{n!}e^{-a} \tag{8-185}$$

式中$P(n)$满足$\sum_{n=0}^{\infty}P(n)=1$，这时$M_n(h)$及$K_n(h)$分别为：

$$M_n(h)=\sum_{n=0}^{\infty}e^{nh}P(n)=e^{a(e^h-1)} \tag{8-186}$$

$$K_n(h)=a(e^h-1)=a\left(h+\frac{h^2}{2!}+\frac{h^3}{3!}+\cdots\cdots\right) \tag{8-187}$$

因此所有累积量均为$K_i=a$，即

$$\left.\begin{aligned}&K_1=\langle n\rangle=a\\&K_2=\langle(n-\langle n\rangle)^2\rangle=a\\&K_3=\langle(n-\langle n\rangle)^3\rangle=a\\&K_4=\langle(n-\langle n\rangle)^4\rangle-3\langle(n-\langle n\rangle)^2\rangle=a\\&\cdots\cdots\end{aligned}\right\} \tag{8-188}$$

到这里为止，都是对于一个变量的情况来说的。二个以上的变量也可同样来定义其分布函数。一般我们考察n个变量x_i（$i=1, 2, 3\cdots\cdots n$）的高斯分布函数$P(x_1, x_2\cdots\cdots x_n)$。为简便起见，以$\langle x_i\rangle=0$来定义下面的量

$$\mathbf{X}=[x_1,\ x_2,\cdots\cdots,x_n]$$

$$\mathbf{X}'=\begin{pmatrix}x_1\\x_2\\\vdots\\x_n\end{pmatrix}\qquad \mu=\begin{pmatrix}\langle x_1\cdot x_1\rangle\langle x_1\cdot x_2\rangle\cdots\cdots\langle x_1\cdot x_n\rangle\\\langle x_2\cdot x_1\rangle\langle x_2\cdot x_2\rangle\cdots\cdots\langle x_2\cdot x_n\rangle\\\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\\\langle x_n\cdot x_1\rangle\langle x_n\cdot x_2\rangle\cdots\cdots\langle x_n\cdot x_n\rangle\end{pmatrix} \tag{8-189}$$

这样，高斯分布函数就可用

$$P(\mathbf{X})=\frac{1}{(2\pi)^{N/2}|\mu|^{1/2}}\exp\left[-\frac{1}{2}(\mathbf{X}'\mu^{-1}\mathbf{X})\right] \tag{8-190}$$

来定义。这个定义似乎很复杂，但还是易于理解的。比如二个变量的情况时，μ的矩阵为

$$\mu=\begin{bmatrix}\langle x_1^2\rangle\langle x_1\cdot x_2\rangle\\\langle x_2x_1\rangle\langle x_2^2\rangle\end{bmatrix}=\begin{bmatrix}\sigma_1^2 & \sigma_1\sigma_2\rho\\\sigma_1\sigma_2\rho & \sigma_2^2\end{bmatrix} \tag{8-191}$$

在式中已假设了

$$\langle x_1^2\rangle=\sigma_1^2,\ \langle x_2^2\rangle=\sigma_2^2,\quad \frac{\langle x_1\ x_2\rangle}{\sqrt{\langle x_1^2\rangle\langle x_2^2\rangle}}=\rho \tag{8-192}$$

于是由定义可得：

$$P(x_1,\ x_2;\ \sigma_1,\sigma_2,\rho)=\frac{1}{2\pi\sigma_1\sigma_2\sqrt{1-\rho^2}}\exp\left\{-\frac{\left[\frac{x_1^2}{\sigma_1^2}-\frac{2\rho x_1x_2}{\sigma_1\sigma_2}+\frac{x_2^2}{\sigma_2^2}\right]}{2(1-\rho^2)}\right\} \tag{8-193}$$

式中　ρ——相关系数（$0\leqslant\rho\leqslant1$）

如果 x_1 和 x_2 完全独立，即 $\rho=0$，则上式就成为 x_1 的高斯分布函数与 x_2 的高斯分布函数的乘积。

上面讨论，对于处理高阶相关问题是有益的。

二、四阶相关

四阶相关作为强度相关在物理上是重要的，并且强度相关的方法由于光探测器及电子技术的发展也是多种多样的。为了求得四阶相关或更高阶的相关，统计变量 $V(r, t)$ 的概率分布函数就显得十分重要了。

通常认为由热光源产生的波场，是由许多独立发光的原子（分子、离子等）产生的波场的迭加，所以服从高斯分布。这里仅对高斯变量情况作讨论。

考虑点 $P_1(r_1)$ 及 $P_2(r_2)$ 上的偏振波场为 $V(r_1, t_1)$ 及 $V(r_2, t_2)$，且两者是零平均的高斯变量，则相应的强度 $I(r_1, t_1)=V(r_1, t_1)V^*(r_1, t_1)$ 及 $I(r_2, t_2)=V(r_2, t_2)V^*(r_2, t_2)$ 也是统计变量，并在某值附近涨落着。如果我们取 $I(r_1, t_1)$ 及 $I(r_2, t_2)$ 间的相关，则有：

$$\begin{aligned}\langle I(r_1, t+\tau)\ I(r_2, t)\rangle &= \langle V^*(r_1, t+\tau)V(r_1, t+\tau)V^*(r_2, t)V(r_2, t)\rangle \\ &= \langle V_{(r)}^2(r_1, t+\tau)V_{(r)}^2(r_2, t)\rangle + \langle V_{(i)}^2(r_1, t+\tau)V_{(i)}^2(r_2, t)\rangle \\ &\quad + \langle V_{(r)}^2(r_1, t+\tau)V_{(i)}^2(r_2, t)\rangle + \langle V_{(i)}^2(r_1, t+\tau)V_{(r)}^2(r_2, t)\rangle\end{aligned} \tag{8-194}$$

式中 $V=V_{(r)}+iV_{(i)}$ 由实部和虚部组成。

如设 $x_1=V_{(r)}(r_1, t+\tau)$，$x_2=V_{(r)}(r_2, t)$ 则有：

$$\left.\begin{aligned}\sigma_1^2 &= \langle V_{(r)}^2(r_1, t+\tau)\rangle = \frac{1}{2}\langle I_1\rangle \\ \sigma_2^2 &= \langle V_{(r)}^2(r_2, t)\rangle = \frac{1}{2}\langle I_2\rangle \\ \rho^2 &= \langle V_{(r)}(r_1, t+\tau)V_{(r)}(r_2, t)\rangle^2/[(I_1/2)(I_2/2)]\end{aligned}\right\} \tag{8-195}$$

由于 x_1、x_2 是高斯变量，所以由（8-193）式可得到

$$\langle V_{(r)}^2(r_1,t+\tau)V_{(r)}^2(r_2,t)\rangle = \iint_{-\infty}^{\infty} x_1^2 x_2^2 P(x_1, x_2; \sigma_1, \sigma_2, \rho)dx_1\,dx_2 = \sigma_1^2\sigma_2^2(1+2\rho^2)$$

$$= \frac{1}{4}\langle I_1\rangle\langle I_2\rangle + 2\langle V_{(r)}(r_1, t+\tau)V_{(r)}(r_2, t)\rangle^2$$

由于

$$\begin{aligned}\langle V_{(r)}(r_1, t+\tau)V_{(r)}(r_2, t)\rangle &= \langle V_{(i)}(r_1, t+\tau)V_{(i)}(r_2, t)\rangle \\ &= \frac{1}{2}R_e[\Gamma(r_1, r_2, \tau)] \\ \langle V_{(r)}(r_1, t+\tau)V_{(i)}(r_2, t)\rangle &= \langle V_{(i)}(r_1, t+\tau)V_{(r)}(r_2, t)\rangle \\ &= \frac{1}{2}I_m[\Gamma(r_1, r_2, \tau)]\end{aligned}$$

因此强度相关为

$$\langle I(r_1, t+\tau)I(r_2, t)\rangle = \langle I_1\rangle\langle I_2\rangle[1+|\gamma(r_1, r_2, \tau)|^2] \tag{8-196}$$

如果取平均值$\langle I\rangle$的偏移量$\Delta I = I - \langle I\rangle$的相关，则可得

$$\langle \Delta I(r_1, t+\tau)\Delta I(r_2, t)\rangle = \langle I_1\rangle\langle I_2\rangle|\gamma(r_1, r_2, \tau)|^2 \tag{8-197}$$

这个关系正好就是对汉伯里·布朗和特威斯实验[23-24]的解释，即二点间强度涨落相关为波场互相干函数的绝对值平方。汉伯里·布朗和特威斯在确认强度相关的存在[25]之后，与迈克尔逊的星体干涉仪一样被应用于星体角半径的测量。如图 8-17 所示，由二组聚光镜A和光电倍增管B得到的二点的强度，通过电子线路求出强度偏差的相关。改变其间隔，进而可求得强度相关的变化。相关消失的距离仍由（8-49）式给出。因此，由此可求得星体的角半径。而现在二点间的距离能扩展到 180 米的星体强度干涉仪已由奥地利的纳雷布里建立起来了[26]。这与迈克尔逊星体干涉仪只有 6 米的距离相比较，应该说是一个飞跃。

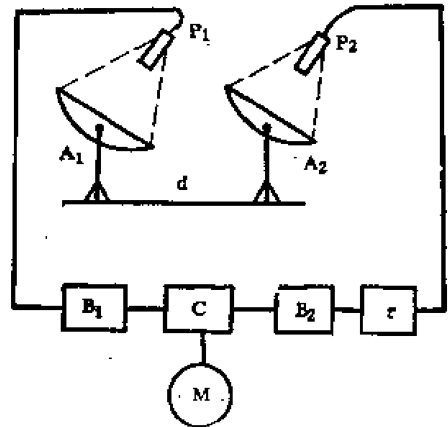


图 8-17 星体强度干涉仪原理图。A_1、A_2是聚光镜，B_1、B_2是放大器，P_1、P_2是光电倍增管，τ是延迟电路，M是积分电路，C是乘法器。

三、部分偏振光与强度相关

偏振度对于二阶相关的影响已在第一节中讲过了，对于强度相关，偏振度的影响也是存在的。如设x分量的强度为I_x，y分量的强度为I_y，则总强度I为$I = I_y + I_x$。因此总强度的互相关为

$$\langle I(r_1,t+\tau)I(r_2, t)\rangle = \sum_i\sum_j \langle I_i(r_1, t+\tau)I_j(r_2, t)\rangle$$
$$(i, j = x, y) \tag{8-198}$$

对上式右边各项可以应用（8-196）式，结果得到

$$\langle \Delta I(r_1, t+\tau)\Delta I(r_2, t)\rangle = \sum_i\sum_j \langle I_i(r_1)\langle I_j(r_2)\rangle|\gamma_{ij}(r_1, r_2, \tau)|^2$$
$$= T_r[J_{12}^*(\tau)J_{12}(\tau)] \tag{8-199}$$

式中 $J_{12}(\tau)$ ——用（8-67）式定义的矩阵；

J_{12}^*——J_{12}的厄米共轭矩阵。

下面选取强度自相关的偏振成分，若满足交叉谱纯度的条件，则$\gamma_{xy}(r_1, r_2, \tau) = \gamma_{\cdot}(r, r, 0)\gamma(\tau)$，互相关就可用自相关来表示。因此，当$r_1 = r_2 = r$时，（8-199）式可写成：

$$\langle \Delta I(r, t+\tau)\Delta I(r, t)\rangle = (\langle I_x\rangle^2 + \langle I_y\rangle^2|\gamma(\tau)^2| + 2\langle I_x\rangle\langle I_y\rangle \cdot$$
$$|\gamma_{xy}(r, r, 0)|^2|\gamma(\tau)|^2$$

适当选择x，y轴，使$\langle I_x\rangle = \langle I_y\rangle = \langle I\rangle/2$，于是就得到[27]

$$\langle \Delta I(r, t+\tau)\Delta I(r, t)\rangle = \langle I\rangle^2\frac{1+P}{2}|\gamma(\tau)|^2 \tag{8-200}$$

因此不偏振时的涨落是完全偏振时的二分之一。

四、光电子计数的概率分布

在前两个问题中，讲了热光也就是服从高斯分布波场的强度相关，这里将涉及服从更一

般的分布的处理。另外，由(8-200)式知，在其导出的过程中只考虑了波动的涨落，忽略了因光的粒子性而引起的涨落项。实际上，一个双重随机过程的完善处理，必须使用量子力学的方法[28]。这里只从经典假设出发，并限于一级统计问题。

假设有一束光照射到光探测器的表面积 A 上，则其输出的统计性质可以用表示概率的函数来描述。假定在 $t—t+T$ 的时间内，有 n 个光电子计数的概率为 $P(n, T, t)$，并且在 $t—t+dt$ 的时间内出现一个光电子计数的概率与强度 $I(t)$、dt 成比例，即为 $\alpha I(t)dt$。当 dt 足够小时，dt 内出现二个以上的光电子的概率可以忽略。这样，dt 内一个也不出现的概率就是 $1-\alpha I(t)dt$。现用时间间隔 ΔT 把 $t—t+T$ 分成 $T/\Delta T$ 份，则在 $t—t+T$ 内出现 n 个光电子数的概率应该为，t_{r_1} 内出现一个，t_{r_2} 内出现一个……t_{r_n} 内出现一个，而剩下的 $T/\Delta T-n$ 个范围内一个也不出现的可能的排列组合求和，当 $\Delta T\to 0$ 时，可得[29]：

$$P(n,\ t,\ T)=\frac{1}{n!}\left[\alpha\int_t^{t+T} I(t')dt'\right]^n\exp\left[-\alpha\int_t^{t+T} I(t')dt'\right] \tag{8-201}$$

如设 $E(t)=\int_t^{t+T} I(t')dt'$，并把 αE 作为参数，则有关于 n 的泊松分布为

$$P(n,\ t,\ T)=\frac{(\alpha E)^n e^{-\alpha E}}{n!} \tag{8-202}$$

式中　$\alpha=\dfrac{\eta A}{h\nu}$；

　　η——量子效率。

因为 $E(t)$ 仍是统计变量，要求得 $P(n,\ t,\ T)$，必须取时间平均或系综平均。

时间间隔 T 比光的相干时间小的情况$\left(T\ll\dfrac{1}{\Delta\nu}\right)$。这时 $I(t)$ 几乎不变，所以积分值 $E=I(t)\times T$。假设 $I(t)$ 的概率分布函数 $P(I)$ 已知，则就可以求得 $P(n,\ t,\ T)$ 的系综平均为

$$P(n,\ T)=\frac{1}{n!}\int_0^{\infty}(\alpha IT)^n\exp(-\alpha IT)p(I)dI \tag{8-203}$$

上式是光电计数理论中最基本的公式，也是求强度相关的重要的基本公式。式子表示，一个连续的概率密度可通过泊松变换而变成一个不连续的概率分布。

五、热光和激光的光电计数分布

（一）热光

为简便起见，这里主要讨论偏振热光情况，其强度服从负指数分布。由于波场为高斯变量，所以 $V=V_{(r)}+iV_{(i)}$ 的概率分布函数写成

$$P(V_{(r)},V_{(i)})dV_{(r)}dV_{(i)}=\frac{1}{2\pi\sigma^2}\exp\left\{\frac{-(V_{(r)}^2+V_{(i)}^2)}{2\sigma^2}\right\}dV_{(r)}dV_{(i)} \tag{8-204}$$

设 $U=|V|=\sqrt{V_{(r)}^2+V_{(i)}^2}$，则

$$P(U)dU=\frac{U}{\sigma^2}\exp\left(\frac{-U^2}{2\sigma^2}\right)dU \tag{8-205}$$

因 $I=|V|^2$ 的平均值 $\langle I\rangle$ 为 $2\sigma^2$，$I=U^2$，所以得到瑞利分布

$$P(I)dI=\frac{1}{\langle I\rangle}\exp\left(-\frac{I}{\langle I\rangle}\right)dI \tag{8-206}$$

若把上式代入（8-203）式，则可得到

$$P(n,T)=\frac{1}{(1+\alpha\langle I\rangle T)\left(1+\frac{1}{\alpha\langle I\rangle T}\right)^n}\qquad\left(T\ll\frac{1}{\Delta\nu}\right) \tag{8-207}$$

现在如果求 n 的平均值 $\langle n\rangle=\sum_{n=0}^{\infty}nP(n,T)$，则因 $\langle n\rangle=\alpha\langle I\rangle T$，可得

$$P(n,T)=\left[(1+\langle n\rangle)\left(1+\frac{1}{\langle n\rangle}\right)^n\right]^{-1} \tag{8-208}$$

这个分布叫做玻色-爱因斯坦分布。如果再求 $\Delta n=n-\langle n\rangle$ 的方差，则有

$$\langle(\Delta n)^2\rangle=\langle n\rangle+\langle n\rangle^2 \tag{8-209}$$

该式右边第一项对应于粒子数的涨落，第二项对应于波动的涨落。

（二）激光

考虑一个理想的单模振荡的激光器，即 $P(I)=\delta(I-\langle I\rangle)$ 的情况。这时

$$P(n,t)=\frac{(\alpha\langle I\rangle T)^n\exp(-\alpha\langle I\rangle T)}{n!}\qquad\left(T\ll\frac{1}{\Delta\nu}\right) \tag{8-210}$$

因此，光电计数服从泊松分布。其中 n 的平均值为 $\langle n\rangle=\alpha\langle I\rangle T$，从而可得

$$\langle(\Delta n)^2\rangle=\langle n\rangle \tag{8-211}$$

这时没有波动的涨落。就是说只存在粒子的涨落。这正是所预期的结果。

六、光强度涨落和光电子计数的关系

前面我们讨论了时间间隔 T 比相干时间 $\frac{1}{\Delta\nu}$ 短的情况。对于一般情况，则必须采用（8-201）式的系综平均。但是，由于 $E(t)$ 的概率分布不知道，所以不使用（8-203）那样的方法。这里试求由 $P(n,T)$ 所确定的 n 的矩母函数 $M_n(h)$，即

$$\begin{aligned}M_n(h)=\langle e^{nh}\rangle&=\sum_{n=0}^{\infty}e^{nh}P(n,T)=\sum_{n=0}^{\infty}e^{nh}\langle P(n,T,t)\rangle\\&=\left\langle\sum_{n=0}^{\infty}e^{nh}\frac{(\alpha E)^n}{n!}e^{-\alpha E}\right\rangle\\&=\langle\exp\alpha E(e^h-1)\rangle\end{aligned} \tag{8-212}$$

对于上式，如设 $b=\alpha(e^h-1)$，则上式也可看成关于 E 的矩母函数，即

$$M_E(b)=\langle e^{Eb}\rangle=\langle\exp E\alpha(e^h-1)\rangle=M_n(h) \tag{8-213}$$

若对上式取对数，则就能求得累积量母函数

$$K_n(h)=K_E(b)=K_E(\alpha e^h-\alpha) \tag{8-214}$$

现设 h 的 i 次的累积量为 C_i，E 的 i 次的累积量为 K_i，则由（8-214）式展开可得到

$$\sum_{i=0}^{\infty}\frac{h^i}{i!}C_i=\sum_{i=0}^{\infty}\frac{b^i}{i!}K_i=\sum_{i=0}^{\infty}\frac{(\alpha e^h-\alpha)^i}{i!}K_i$$

比较两边的系数，C_i 和 K_i 间有如下关系

$$\left.\begin{aligned}
C_1 &= \alpha K_1\\
C_2 &= \alpha K_1 + \alpha^2 K_2\\
C_3 &= \alpha K_1 + 3\alpha^2 K_2 + \alpha^3 K_3\\
C_4 &= \alpha K_1 + 7\alpha^2 K_2 + 6\alpha^3 K_3 + \alpha^4 K_4\\
&\cdots\cdots
\end{aligned}\right\} \tag{8-215}$$

如按概率分布函数一节中所讲的那样，C_i 及 K_i 可由下面诸式给出：

$$\left.\begin{aligned}
C_1 &= \langle n\rangle\\
C_2 &= \langle(n-\langle n\rangle)^2\rangle = \langle(\Delta n)^2\rangle\\
C_3 &= \langle(n-\langle n\rangle)^3\rangle = \langle(\Delta n)^3\rangle\\
C_4 &= \langle(n-\langle n\rangle)^4\rangle - 3\langle(n-\langle n\rangle)^2\rangle\\
&\cdots\cdots\\
K_1 &= \langle E\rangle\\
K_2 &= \langle(E-\langle E\rangle)^2\rangle = \langle(\Delta E)^2\rangle\\
K_3 &= \langle(E-\langle E\rangle)^3\rangle = \langle(\Delta E)^3\rangle\\
K_4 &= \langle(E-\langle E\rangle)^4\rangle - 3\langle(E-\langle E\rangle)^2\rangle\\
&\cdots\cdots
\end{aligned}\right\} \tag{8-216}$$

光强弱的时候，$\alpha\to 0$，这时两者的关系根据（8-215）式知道 h 的累积量 C_i 的一切量都成为 $C_i = \alpha K_1$。这与概率分布函数一节中讲过的那样，意味着光电子计数数目服从泊松分布，光弱的时候具有粒子的统计性质。当光强度增强时，α 变大，而且有 $C_i \approx \alpha^i K_i$ 的关系。也就是光电子计数数目具有与光强度的时间积分 $\alpha E = \alpha\int_t^{t+T} I(t')dt'$ 一样的统计行为。但是在单模的理想激光中，由于 E 没有涨落，所以 $K_2 = K_3 = K_4 = \cdots\cdots = 0$，即使光强度增强，也总是 $C_i = \alpha K_i$，这是由于没有波动的起伏，所以可认为只有粒子的涨落了（服从泊松分布）。

下面我们比较一下（8-215）式的二次累积量。把它代入（8-216）式，得到

$$\begin{aligned}
\langle(\Delta n)^2\rangle &= \langle n\rangle + \alpha^2\left\langle\left(\int_0^T \Delta I(t')dt'\right)^2\right\rangle\\
&= \langle n\rangle + \alpha^2\int_0^T\int_0^T \langle\Delta I(t_1)\Delta I(t_2)\rangle dt_1 dt_2
\end{aligned}$$

根据（8-200）式，因 $\langle\Delta I(t_1)\Delta I(t_2)\rangle = \langle I\rangle^2 \dfrac{1+P}{2}|\gamma(\tau)|^2$ 的缘故，可导得[30—31]

$$\langle(\Delta n)^2\rangle = \langle n\rangle + \langle n\rangle^2 \frac{1+P}{2}\xi(T)/T \tag{8-217}$$

式中 $$\xi(T) = \frac{2}{T}\int_0^T (T-t')|\gamma(\tau)|^2 d\tau \tag{8-218}$$

当 $\tau < T \ll \dfrac{1}{\Delta\nu}$ 时，$\gamma(\tau)\approx 1$。因此 $\xi(T)/T\approx 1$，$\langle(\Delta n)^2\rangle = \langle n\rangle(1+\langle n\rangle)$，与（8-209）式一致。（偏振光 $P=1$ 的情况）。当 $T \gg \dfrac{1}{\Delta\nu}$ 时，

$$\xi(T)\to\xi(\infty) = \int_0^\infty |\gamma(\tau)|^2 d\tau = \Delta t \tag{8-219}$$

式中 Δt——相干时间；

当 $P=1$ 时，得到：

$$\langle(\Delta n)^2\rangle=\langle n\rangle+\langle n\rangle^2\frac{\Delta t}{T}=\langle n\rangle\left[1+\langle n\rangle\frac{\Delta t}{T}\right] \tag{8-220}$$

对于多数实验条件总有 $T\gg\Delta t$

七、光电子计数的相关

这里只讨论偏振光的情况。假设二个光探测器各自在时间间隔 T 内测得的光电子数为 n_1 和 n_2，如果取 n_1，n_2 乘积的平均，则有

$$\langle n_1\cdot n_2\rangle=\left\langle\sum_{n_1=0}^{\infty}\sum_{n_2=0}^{\infty}n_1\cdot n_2P_1(n_1,t,T)P_2(n_2,t,T)\right\rangle$$

$$=\alpha_1\alpha_2\iint_t^{t+T}\langle I_1(t')I_2(t'')\rangle dt'dt'' \tag{8-221}$$

代入（8-197）式及交叉谱纯度的公式（8-39）后，就得到

$$\langle n_1\cdot n_2\rangle=\langle n_1\rangle\langle n_2\rangle+\langle n_1\rangle\langle n_2\rangle[\xi(T)/T]|\gamma_{12}(0)|^2$$

$$\langle(\Delta n_1)\cdot(\Delta n_2)\rangle=\langle n_1\cdot n_2\rangle-\langle n_1\rangle\langle n_2\rangle$$

$$=\langle n_1\rangle\langle n_2\rangle[\xi(T)/T]|\gamma_{12}(0)|^2 \tag{8-222}$$

设归一化后的互相关系数 ρ 为

$$\rho=\frac{\langle(\Delta n_1)(\Delta n_2)\rangle}{\sqrt{\langle(\Delta n_1)^2\rangle}\sqrt{\langle(\Delta n_2)^2\rangle}} \tag{8-223}$$

当　$T\gg\frac{1}{\Delta\nu}=\Delta t$，　$\delta_1=\langle n_1\rangle\frac{\Delta t}{T}$，　$\delta_2=\langle n_2\rangle\frac{\Delta t}{T}$，且假定$\delta_1$，$\delta_2\ll1$，则可得

$$\rho\approx\sqrt{\delta_1\delta_2}|\gamma_{12}(0)|^2 \tag{8-224}$$

在汉伯里·布朗和特威斯的实验中，ρ值$\sim10^{-3}$，是相当小的。

第五节　统计散斑

当适度相干光从粗糙表面反射或通过折射率无规涨落的媒质传播时，就会形成颗粒状的随机强度分布，即所谓的散斑图样（或称散斑花样）。按照惠更斯原理，这种散斑图样是由物体表面散射的许多子波彼此间干涉的结果，它是一种三维干涉效应，在其他电磁波谱区以及对于粒子都出现与此有密切关系的现象。一般地说，散斑图样的统计特性既取决于入射光的相干性，也取决于无规表面或媒质的细致特性。可是对于完全相干光，如果散射体引起的程差大于波长的数量级，则几乎与无规散射体无关。随着人们对散斑的深入了解，散斑图样的应用已十分广泛[7]。本节主要涉及散斑图样的基本统计。

一、散斑的一级统计特性

在单色波的情况下，对于散斑场空间的某一观察点 $P(x,y,z)$，在 t 时刻光场的一个偏振分量的解析信号可以写作

$$V(x,y,z,t)=A(x,y,z)\exp[2\pi i\nu t] \tag{8-225}$$

式中　A——表示光场的复振幅或称相位复矢振幅；

$$A(x,y,z)=|A(x,y,z)|\exp[i\theta(x,y,z)] \tag{8-226}$$

由于 V 是来自漫射体上不同散射区的衍射而得的基元迭加（即随机理论中的随机游走问题），所以 A 可以表示为许多基元相位复矢的和

$$A(x,y,z)=\sum_{k=1}^{\infty}\frac{1}{\sqrt{N}}a_k(x,y,z)=\frac{1}{\sqrt{N}}\sum_{k=1}^{N}|a_k|e^{i\phi_k} \tag{8-227}$$

假设第 k 个基元相位复矢的振幅 $a_k/\sqrt{N}$ 与相位 ϕ_k 统计独立，并且同所有其他的基元相位复矢的振幅与位相也是统计独立的，位相 ϕ_k 在区间（$-\pi$，π）上均匀分布，那末合成场的实部和虚部

$$\left.\begin{aligned}A^{(r)}&=\frac{1}{\sqrt{N}}\sum_{k=1}^{N}|a_k|\cos\phi_k\\A^{(i)}&=\frac{1}{\sqrt{N}}\sum_{k=1}^{N}|a_k|\sin\phi_k\end{aligned}\right\} \tag{8-228}$$

当 $N\to\infty$ 时，由中心极限定理知道，趋于高斯分布。场的实部与虚部的联合概率密度为

$$p_{ri}(A^{(r)},A^{(i)})=\frac{1}{2\pi\sigma^2}\exp\left\{-\frac{[A^{(r)}]^2+[A^{(i)}]^2}{2\sigma^2}\right\} \tag{8-229}$$

式中
$$\sigma^2=\lim_{N\to\infty}\frac{1}{N}\sum_{k=1}^{N}\frac{\langle a_k{}^2\rangle}{2} \tag{8-230}$$

这种概率密度函数称为圆型高斯密度函数。

合成场的强度 I 与相位 θ 同 $A^{(r)}$ 与 $A^{(i)}$ 间的关系为：

$$\left.\begin{aligned}A^{(r)}&=\sqrt{I}\cos\theta\\A^{(i)}&=\sqrt{I}\sin\theta\end{aligned}\right\} \tag{8-231}$$

利用随机变量变换方法[32]，利用（8-229）式就可得

$$p_{I\theta}(I,\theta)=\begin{cases}\dfrac{1}{4\pi\sigma^2}\exp\left(-\dfrac{I}{2\sigma^2}\right) & I\geqslant 0,\ -\pi\leqslant\theta\leqslant\pi\\0 & \text{其他}\end{cases} \tag{8-232}$$

所以散斑的强度服从负指数分布

$$p_I(I)=\begin{cases}\dfrac{1}{2\sigma^2}\exp\left(-\dfrac{I}{2\sigma^2}\right) & I\geqslant 0\\0 & \text{其他}\end{cases} \tag{8-233}$$

相位服从均匀统计

$$p_\theta(\theta)=\begin{cases}\dfrac{1}{2\pi} & -\pi\leqslant\theta\leqslant\pi\\0 & \text{其他}\end{cases} \tag{8-234}$$

并且任一给定点上的强度和位相是统计独立的。对于（8-233）式这样的分布，标准差 σ_I 与平均强度 $\langle I\rangle$ 相等，因此偏振散斑的衬比 $C\left(\text{即}\dfrac{\sigma_I}{\langle I\rangle}\right)$ 等于 1。偏振散斑的特征函数为

$$M_I(iv)=\langle e^{ivI}\rangle=\int_{-\infty}^{\infty}e^{ivI}p_I(I)dI \tag{8-235}$$

对于负指数分布的概率密度函数

$$M_I(iv)=\frac{1}{1-iv\langle I\rangle} \tag{8-235'}$$

至于强度超过阈值 I 的概率 $P(I)$，在考虑了 $\langle I\rangle=2\sigma^2$ 后，可通过对密度函数（8-233）式的积分求得，即

$$P(I)=\int_I^{\infty}\frac{1}{\langle I\rangle}\exp\left(-\frac{\xi}{\langle I\rangle}\right)d\xi=\exp\left(-\frac{I}{\langle I\rangle}\right) \tag{8-236}$$

二、散斑的二级统计特性

上面讨论了散斑的一级统计特性，即在空间单独一点处的统计特性。这里将讨论空间任意两点处散斑的联合统计特性——空间结构的粗糙度。

自由空间散斑的自相关函数与功率谱密度

一单色光入射到一个粗糙表面 (ξ,η) 上，在相距 Z 处的 (x,y) 平面上观察散斑图样。若观察到的复场用 $A(x,y)$ 表示，强度用 $I(x,y)=|A(x,y)|^2$ 表示，则强度分布的自相关函数为

$$\Gamma_I(x_1,y_1;\ x_2,y_2)=\langle I(x_1,y_1)I(x_2,y_2)\rangle \tag{8-237}$$

它是对粗糙表面的系综求平均，也是对散斑的"平均宽度"提供了合理的量度。

一般 $A(x,y)$ 是圆型复值高斯随机变量，于是场的互相关函数即互强度为

$$J_A(x_1,y_1;\ x_2,y_2)=\langle A(x_1,y_1)A^*(x_2,y_2)\rangle \tag{8-238}$$

对于圆型复值高斯场，Γ_I 与 J_A 满足下列关系

$$\Gamma_I(x_1,y_1;\ x_2,y_2)=\langle I(x_1,y_1)\rangle\langle I(x_2,y_2)\rangle+|J_A(x_1,y_1;\ x_2,y_2)|^2 \tag{8-239}$$

上式中的互强度归一化形式，即复相干系数为：

$$\mu_A(x_1,y_1;\ x_2,y_2)=\frac{J_A(x_1,y_1;\ x_2,y_2)}{[J_A(x_1,y_1;\ x_1,y_1)J_A(x_2,y_2;\ x_2,y_2)]^{\frac{1}{2}}} \tag{8-240}$$

于是（8-239）式可写成

$$\Gamma_I(x_1,y_1;\ x_2,y_2)=\langle I(x_1,y_1)\rangle\langle I(x_2,y_2)\rangle[1+|\mu_A(x_1,y_1;\ x_2,y_2)|^2] \tag{8-241}$$

考虑到这里只牵涉到 J_A 的模，如再假定散射表面的微观结构十分精细，观察平面上的互强度可得下面简化结果：

$$J_A(x_1,y_1;\ x_2,y_2)=\frac{k}{\lambda^2Z^2}\iint_{-\infty}^{+\infty}|P(\xi_1,\eta_1)|^2\exp\left\{i\frac{2\pi}{\lambda Z}[\xi_1(x_1-x_2)+\eta_1(y_1-y_2)]\right\}d\xi_1d\eta_1 \tag{8-242}$$

式中　k——比例系数；

$P(\xi,\eta)$——入射到散射斑上的场振幅，J_A 只取决于 (x,y) 平面内的坐标差。

这个关系完全类似于相干性理论中的范西特-泽尼克定理。利用（8-240），（8-242）两式，散斑强度的自相关函数

$$\Gamma_I(\Delta x,\Delta y)=\langle I\rangle^2[1+|\mu_A(\Delta x,\Delta y)|^2]=$$

$$= \langle I\rangle^2\left[1+\left|\frac{\iint\limits_{-\infty}^{+\infty}|P(\xi,\eta)|^2\exp\left[i\frac{2\pi}{\lambda Z}(\xi\Delta x+\eta\Delta y)\right]d\xi d\eta}{\iint\limits_{-\infty}^{+\infty}|P(\xi,\eta)|^2 d\xi d\eta}\right|^2\right] \tag{8-243}$$

根据维纳-辛钦定理，$I(x,y)$的功率谱密度由$\Gamma_I(\Delta x,\Delta y)$的傅里叶变换给出。即

$$\mathscr{F}_I(\nu_x,\nu_y)=\langle I\rangle^2\left\{\delta(\nu_x,\nu_y)+\frac{\iint\limits_{-\infty}^{+\infty}|P(\xi,\eta)|^2|P(\xi-\lambda Z\nu_x,\eta-\lambda Z\nu_y)|^2 d\xi d\eta}{\left[\iint\limits_{-\infty}^{\infty}|P(\xi,\eta)|^2 d\xi d\eta\right]^2}\right\} \tag{8-244}$$

上式右边表示为一个零频率处δ函数以及一个入射强度的归一化自相关函数之和。

强度与位相的二级概率密度

假设观察平面内(x_1,y_1)与(x_2,y_2)两点处复场的样本分别为$A_1=A_1^{(r)}+iA_1^{(i)}$和$A_2=A_2^{(r)}+iA_2^{(i)}$，由于A_1，A_2一般是圆型复值高斯随机变量，则$A_1^{(r)},A_1^{(i)},A_2^{(r)}$、$A_2^{(i)}$的四级概率密度函数[32]

$$p(A_1^{(r)},A_1^{(i)};\ A_2^{(r)},\ A_2^{(i)})=\frac{\exp\left[-\dfrac{|A_1|^2+|A_2|^2-\mu_A A_1A_2^*-\mu_A^*A_1^*A_2}{2\sigma^2(1-|\mu_A|^2)}\right]}{4\pi^2\sigma^4(1-|\mu_A|^2)} \tag{8-245}$$

式中　μ_A——复相干系数；

并已假定

$$\langle|A_1|^2\rangle=\langle|A_2|^2\rangle=2\sigma^2$$

设两点的强度与位相分别是I_1，I_2和θ_1，θ_2，注意到$\mu_A=|\mu_A|exp(i\Psi)$，利用“一级统计特性”中使用过的方法得到I_1，I_2与θ_1，θ_2的联合统计

$$p_{I\theta}(I_1,I_2;\theta_1,\theta_2)=\frac{\exp\left[-\dfrac{I_1+I_2-2\sqrt{I_1I_2}\,|\mu_A|\cos(\theta_2-\theta_1+\Psi)}{2\sigma^2(1-|\mu_A|^2)}\right]}{16\pi^2\sigma^4(1-|\mu_A|^2)} \tag{8-246}$$

由此式求边际概率密度函数，就可以得到I_1与I_2的联合概率密度函数为

$$p_I(I_1,I_2)=\frac{\exp\left[-\dfrac{I_1+I_2}{\langle I\rangle^2(1-|\mu_A|^2)}\right]}{\langle I\rangle^2(1-|\mu_A|^2)}I_0\left[\frac{2\sqrt{I_1I_2}\,|\mu_A|}{\langle I\rangle(1-|\mu_A|^2)}\right] \tag{8-247}$$

式中$I_0[\cdots]$——零阶第一类修正贝塞耳函数。

位相θ_1与θ_2的联合概率密度函数[32—33]

$$p_\theta(\theta_1,\theta_2)=\frac{1-|\mu_A|^2}{4\pi^2}(1-\beta^2)^{3/2}\left(\beta\sin^{-1}\beta+\frac{\pi\beta}{2}+\sqrt{1-\beta^2}\right) \tag{8-248}$$

式中　$\beta=|\mu_A|\cos(\theta_2-\theta_1+\Psi)$，$\theta_1$，$\theta_2$均位于$(-\pi,\pi)$内。

三、积分散斑

在强度的实际测量中，由于光探测器的孔径总有一定的大小，所得结果总是理想点强度的积分形式，起到了平滑化的作用，测量过程中散射表面的运动也会产生类似的效应。对于强度分布 $I(x,y)$ 的散斑图样，探测器测得的结果为：

$$I_0=\frac{1}{S}\iint_{-\infty}^{+\infty}\mathscr{S}(x,y)I(x,y)dxdy \tag{8-249}$$

式中　$\mathscr{S}(x,y)$——正实数的权函数；

$$S=\iint_{-\infty}^{+\infty}\mathscr{S}(x,y)dxdy$$

当探测器的有限孔径上具有均匀响应时，权函数具有最简单的形式：

$$\mathscr{S}(x,y)=\begin{cases}1 & \text{在孔径内}\\ 0 & \text{在孔径外}\end{cases} \tag{8-250}$$

并且 S 就是该孔径的面积。I_0 的统计特性：

平均值　I_0 的平均值由（8-249）式可求得

$$\langle I_0\rangle=\frac{1}{S}\iint_{-\infty}^{+\infty}\mathscr{S}(x,y)\langle I\rangle dxdy=\langle I\rangle \tag{8-251}$$

式中已假定 $\langle I\rangle$ 与坐标 (x,y) 无关。所测强度的平均正好等于散斑图样的真实平均。

方差　I_0 的方差 $\sigma^2_{I_0}=\langle I_0^2\rangle-\langle I_0\rangle^2=\langle I_0^2\rangle-\langle I\rangle^2$。其中 $\langle I_0^2\rangle$ 当散斑图样具有空间稳定统计时，可表示为：

$$\langle I^2{}_0\rangle=\frac{1}{S^2}\iint_{-\infty}^{\infty}\Gamma_s(\Delta x,\Delta y)\Gamma_I(\Delta x,\Delta y)d\Delta x\,d\Delta y \tag{8-252}$$

式中

$$\Gamma_S(\Delta x,\ \Delta y)=\iint_{-\infty}^{\infty}\mathscr{S}(x,y)\mathscr{S}(x_1-\Delta x,y_1-\Delta y)dx_1dy_1 \tag{8-253}$$

$$\Gamma_I(\Delta x,\Delta y)=\langle I\rangle^2[1+|\mu_A(\Delta x,\Delta y)|^2] \tag{8-254}$$

（8-254）式是散斑场的圆型复值高斯统计所要求的，代入（8-252）式后就可得：

$$\sigma^2_{I_0}=\frac{\langle I\rangle^2}{S^2}\iint_{-\infty}^{\infty}\Gamma_S(\Delta x,\Delta y)|\mu_A(\Delta x,\Delta y)|^2d\Delta xd\Delta y \tag{8-255}$$

方均根信噪比　它可由衬比的倒数写出，即

$$\left(\frac{S}{N}\right)_{rms}=\frac{\langle I_0\rangle}{\sigma_{I_0}} \tag{8-256}$$

利用（8-251），（8-255）式可得

$$\left(\frac{S}{N}\right)_{rms}=[\mathscr{M}]^{1/2} \tag{8-257}$$

式中

$$\mathscr{M}=\left[\frac{1}{S^2}\iint_{-\infty}^{\infty}\Gamma_S(\Delta x,\Delta y)|\mu_A(\Delta x,\Delta y)|^2d\Delta xd\Delta y\right]^{-1} \tag{8-258}$$

当有效测量面积 S_m 比散斑图样的相关面积 S_c 大得多时，

$$\mathscr{M} \approx \frac{S_m}{S_c} \tag{8-259}$$

式中

$$S_m \approx \frac{S^2}{\iint_{-\infty}^{+\infty} \mathscr{S}^2(\Delta x, \Delta y)\, d\Delta x d\Delta y} \tag{8-260}$$

$$S_c = \iint_{-\infty}^{+\infty} |\mu_A(\Delta x, \Delta y)|^2 d\Delta x d\Delta y \tag{8-261}$$

参量 $\mathscr{M}$ 可认为是测量孔径内散斑相关单元的数目。当 $S_m \ll S_c$ 时，$|\mu_A|^2 \approx 1$ 以及 $\mathscr{M} \approx 1$

一级概率密度函数：对于测量面积上平滑变化的散斑强度 $I(x,y)$，这里以二维直方函数进行替代。在直方近似下，把测量面积分成 m 个面积相等、形状相同的矩形小面积，每块小面木积内的 $I(x,y)$ 认为是一常数，彼此独立，于是积分强度近似成直方下面的归一化体积，即：

$$I_0 = \frac{1}{S}\iint_{-\infty}^{+\infty} \mathscr{S}(x,y) I(x,y)\, dx dy = \frac{1}{S}\sum_{k=1}^{m} \mathscr{S}_k I_k \tag{8-262}$$

式中 $\mathscr{S}_k$ ——第 k 个矩形小面积内 $\mathscr{S}(x,y)$ 下面的体积，即该处探测器响应；

I_k——在该矩形元内所取的恒定强度。

I_k 的特征函数看作是在单一点处偏振散斑的特征函数，

$$M_k(iv) = \frac{1}{1 - iv\langle I\rangle} \tag{8-263}$$

从而得出积分散斑的特征函数为

$$M_{I_0}(iv) \approx \prod_{k=1}^{m} \frac{1}{1 - iv\dfrac{\mathscr{S}_k}{S}\langle I\rangle} \tag{8-264}$$

对于简单的探测器孔径（孔径内 $\mathscr{S}=1$，孔径外 $\mathscr{S}=0$），对所有的 k 都有

$$\frac{\mathscr{S}_k}{S} = \frac{1}{m} \tag{8-265}$$

所以

$$M_{I_0}(iv) \approx \left[\frac{1}{1 - iv\dfrac{\langle I\rangle}{m}}\right]^m \tag{8-266}$$

通过逆傅里叶变换得到的一级概率密度函数为

$$p_{I_0}(I_0) \approx \begin{cases} \dfrac{\left(\dfrac{m}{\langle I\rangle}\right)^m I_0^{m-1} \exp\left(-m\dfrac{I_0}{\langle I\rangle}\right)}{\Gamma(m)} & I_0 \geqslant 0 \\ 0 & \text{其他} \end{cases} \tag{8-267}$$

式中 $\Gamma(m)$——自变量 m 的伽玛函数

式子意味着在测量孔径内分成 m 个独立的散斑，且每个均具有负指数因子。现选择 m 等于（8-258）式的 $\mathscr{M}$ 以及 $\langle I\rangle$ 等于 $I(x,y)$ 的真实平均时，于是近似概率密度函数：

$$p_{I_0}(I_0) \approx \frac{\left(\frac{\mathscr{M}}{\langle I\rangle}\right)^{\mathscr{M}} I_0^{\mathscr{M}-1} exp\left(-\mathscr{M}\frac{I_0}{\langle I\rangle}\right)}{\Gamma(\mathscr{M})} \qquad I_0 \geqslant 0$$

(8-268)

$\mathscr{M} \to 1$时，密度函数趋于负指数函数。$\mathscr{M} \to \infty$时，伽玛密度函数趋于高斯密度函数，根据中心极限定理知这时伽玛密度函数是高度准确的。

四、象面散斑

类似于自由空间传播而形成散斑的情况，当一入射单色光从粗糙的漫射表面反射（或经随机薄屏透射）后，经透镜在象平面上也形成散斑。一个给定象点处的强度可以由来自许多独立的表面面积的组元相干迭加而成。如果对于高分辨力的光学系统，物面上对应的点扩散函数的面积很小，所以包含的独立散射单元数 N 并不大，象面散斑极容易是小 N数产生的，如理想透镜情况：

$$N_{max} \approx \frac{1}{(NA)^2} \tag{8-269}$$

式中　(NA) ——透镜的数值孔径；

实际上 N 比这更小，这取决于漫射体实际的位相相关面积。这时中心极限定理并不适用，而构成非高斯散斑，它的一级统计依赖于各散射单元的反射振幅和位相的一级统计。当透镜的点扩散函数的面积接近漫射体上光场的相关面积时，所谓散射体也就失去了意义。对于纯相位屏来说，N 很大时，象面散斑的衬比趋于 1，趋于高斯型散斑；$N \approx 1$ 时，衬比大于 1，呈非高斯散斑；$N \ll 1$ 时，衬比趋于零。

关于象面散斑的二级统计。假设物体的照明范围比所用透镜的可分辨单元大，只要物体照明是均匀的，入射到透镜光瞳上的散斑大小与透镜光瞳直径相比是很小的。现把光瞳平面作为均匀亮的粗糙表面来处理，则从光瞳平面到象平面就只涉及自由空间传播，于是相应的结论可直接利用。与（8-243）式一致，散斑强度图样的自相关函数由一个常数项上加上透镜光瞳强度透射比$|P(\xi,\eta)|^2$ 的归一化傅里叶变换的模平方组成。注意到自相关函数与成象系统的任何象差无关，因为这些象差只影响 $P(\xi,\eta)$ 的相位。

同样，象平面内散斑图样的功率谱密度由一个在空间频率为零处的 δ 函数分量加上一个具有透镜光瞳强度透射比 $|P(\xi,\eta)|^2$ 的自相关函数形式的扩展分量组成。

五、散斑场的干涉

在一些实际问题中，散斑场的干涉是有意义的。现考察一个与产生散斑的光学系统的轴相垂直的平面上的情况。

对于单个散斑场的分布，前面已讲过它是由负指数关系决定的，即：

$$p(I) = \frac{1}{I_0} exp\left(-\frac{I}{I_0}\right) \tag{8-270}$$

式中　I_0——平均亮度

　　$p(I)$——概率密度函数

上式如图 8-19 的曲线 1 所示，可知散斑的最可几亮度为零。

散斑的大小，即相邻的亮度极大和极小间距离的统计平均值。例如，来自直径为D的

圆形区域的相干光散射在距离为 Z 的屏 M 上形成的"客观"散斑的大小（直径）σ'，（图 8-18（a））,近似等于：

$$\sigma' \approx 1.2\lambda Z/D \tag{8-271}$$

如果散斑场是用一个透镜在屏上形成"主观"散斑，（图 8-18（b）），这时散斑大小为：

$$\sigma \approx 0.6\lambda/N \cdot A \tag{8-272}$$

还可表示为：

$$\sigma \approx 1.2(1+M)\lambda F \tag{8-273}$$

式中 M——透镜的放大率；

F——散斑大小与透镜的孔径比（f 数）。若把"主观"散斑看作是散射表面的平面内不同标度的散斑图的象，则散射表面上散斑大小 Σ 为：

$$\Sigma \approx 1.2(1+M)\ \lambda F/M \tag{8-274}$$

这对了解散斑干涉量度及分析散斑的照相记录是有用的。

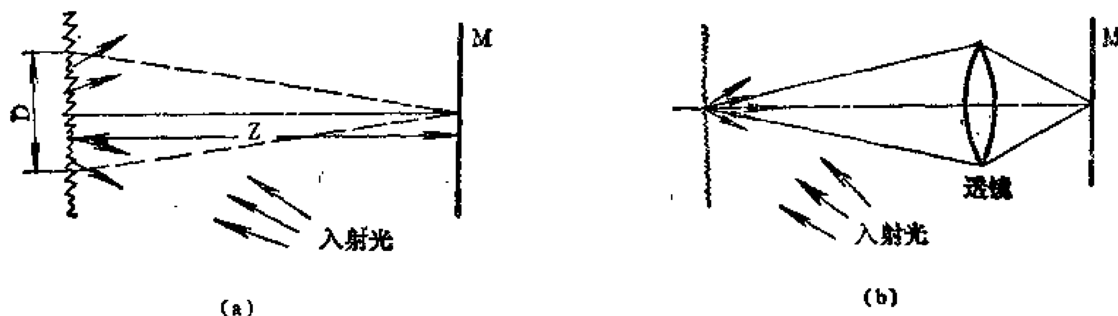


图 8-18 单个散斑场的形成 (a)客观散斑图、(b)主观散斑图

散斑和均匀场的相干迭加

当使用目视散斑干涉仪时，引入参考场将使散斑的表观直径增大。因为加入单个光波与形成散斑的波在其轴向将产生干涉效应，使得干涉光线间的极大角减半，所以散斑的"直径"将加倍。亮度统计分布，当按不同比例把均匀场加到散斑图上时，结果可用图 8-19 的曲线 2 来表示。该曲线示出当平均散斑亮度等于参考场亮度时的分布 [6]，即：

$$p(\mathrm{I}) = \frac{2}{\mathrm{I}_0} exp\left[-\left(1+\frac{2\mathrm{I}}{\mathrm{I}_0}\right)\mathscr{J}_0(2\sqrt{2\mathrm{I}/\mathrm{I}_0})\right. \tag{8-275}$$

式中 $\mathscr{J}_0$——有虚宗量的零阶贝塞耳函数。最可几亮度仍为零。

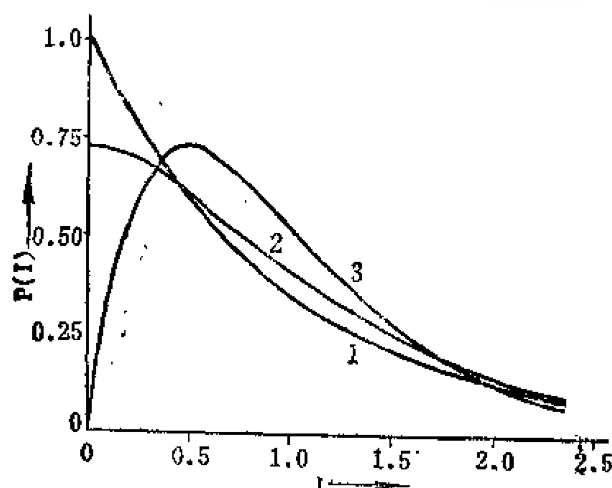


图 8-19 散斑场亮度分布的概率密度函数。图中曲线 1：单个散斑场；曲线2：散斑场和均匀场的相干结合；曲线3：两个散斑场的非相干结合。

两个散斑场的迭加

相干迭加：当两个独立散斑图干涉时，散斑的"大小"没有明显改变，但亮度分布有所不同。在两个原来的散斑场相干迭加得到的第三个散斑场，它在细节上与两个原来的图样不同，但其大小和亮度统计分布仍相同。

非相干迭加：若两个原来的散斑场非相

干迭加，则亮度分布为[6]：

$$p(I)=4\left(\frac{I}{I_0^2}\right)exp(-2I/I_0) \tag{8-276}$$

上式如图 8-19 曲线 3 所示。可知这时暗斑纹出现的概率很小。

至此对散斑的讨论都是对相干光而言的，部分相干光的情况没有涉及，另外有关散斑的应用及技术，参看第六章的有关部份。

参 考 文 献

[1] Goodman, J. W., Statistical Optics, (1980).

[2] 久保田広等编，光学技術ハンドブック．朝倉書店，(昭和 43 年)．

[3] Beran, M. J., and Parrent, G. B., Jr., Theory of Partial Coherence, Prentice—Hall, Inc. Englewood Cliffs, N, J. (1964).

[4] M·玻恩 E·沃耳夫著，光学原理，科学出版社，(1981)．

[5] Saleh, B., Photoelectron Statistics, Springer Verlag, (1978).

[6] J·C·丹蒂编，激光斑纹及有关现象，科学出版社，(1981)．

[7] Francon, M., Laser Speckle and Applications in Optics, Academic Press, Inc. New York San Francisco London, (1979).

[8] Felgett, P., *J. Phys. et radio*, 19, (187) 327 (1958).

[9] Mandel, L., *Proc. phys. soc.*, 74, 233 (1959).

[10] Mandel, L., *JOSA.*, 51, 1342 (1961).

[11] Ghatak, A. and Thyagajan, K., Contemporary Optics, Plenum Press, New York (1978).

[12] Hopkins, H.H., *Proc. Roy. Soc.*, 208A, 263 (1951).

[13] Tsujuchi, J., *Rev. d'opt.*, 38, 57 (1959).

[14] Hopkins, H.H., *Proc. Roy. Soc*, 217A, 408 (1953).

[15] Maréchal, A., Francon, M., Diffraction, Structure des images 97 198 Ed. ReV. d'opt (1960)

[16] Charman, W.N., *JOSA.*, 53, 410 (1963).

[17] Tsujiuchi, J., *Japan. J. Appl. phys.*, 4 Suppl. (1), 251 (1965).

[18] 辻内順平，機械試験所報告，(40)，26 (1961)．

[19] Strohbehn, J. W., Laser Beam Propagation in the Atmosphere, Springer—Verlag Berlin Heidelberg New York (1978).

[20] Tatarskii, V.I., The Effects of the Turbulent Atmosphere on Wave Propagation (Translated by Israel Program for scientific Translations, originally Published (1967).

[21] Tatarskii, V.I., Wave Propagation in a Turbulent Medium, Mcgraw—Hill Book co., Inc., New York (1961).

[22] Fried, D. L., *JOSA* 56, 1372 (1966)．

[23] Brown, R. H., Twiss, R.Q., *Nature*, 178, 1046 (1956).

[24] Brown, R. H., Twiss, R. Q., *Proc. Roy. Soc.*, A248, 199 and A222 (1958)．

[25] Brown, R. H., Twiss, R. Q., *Proc. Roy. soc*, A242, 300 (1957) and A243. 291

(1957).

[26] Brown, R. H., *Sky and Telescope*, **28**, 64 (1964).

[27] Wolf, E., *Proc. Phys. Soc.*, 76, 424 (1960).

[28] Barakat, R. and Blake, J., "Theory of Photoelectron Counting statistics". An Essay, *Physics Reports*, 60 (5), 225—340 (1980).

[29] Mandel, L., *Proc. Phys. Soc.* 74, 233 (1959).

[30] Mandel, L., Wolf, E., *JOSA*, 51, 815 (1961).

[31] Mandel, L., *Proc. phys. Soc.*, 81, 1104 (1963).

[32] Davenport, W. B., Root, W. L., Random Signals and Noise, Mcgraw Hill Book CO., New York (1958).

[33] Middleton, D., Introduction to statistical Communication Theory, Mcgraw Hill Book Co., New YorK, (1960).

第九章 分子光学

第一节 引言

分子光学是物理光学中的一个分支，它探讨光与物质相互作用中所发生的一些光现象，而这些现象本质上与媒质的分子结构有关。首先讨论光在介质中传播时的一些现象，例如光的折射、光的色散及光的分子散射等。这些现象取决于物质的基本分子常数——极化张量各分量，它们可由散射光中折射率或由强度和去极化度的等级求得。散射光的研究，在分子光学中占有重要地位，给出有关大分子聚合物、液体与晶体的构造以及物质中热运动特性等特别有价值的信息。研究光在各向异性物质中的传播，给出有关物质结构的重要数据。在这类介质中，观察到由物质结构决定的双折射——天然各向异性（晶体光学），或由外场对介质作用所引起的各向异性：其中由电场引起的克尔现象，磁场引起的科登—穆顿效应，机械力场所引起的效应（光弹，动力学效应——麦克斯韦效应，或光流中的双折射现象）。此外，分子光学中所研究的磁光现象有偏振面的磁偏转——法拉第现象与克尔磁光现象。各向异性介质的天然活化度的研究也是分子光学的重要部分。由于分子的极性取决于分子间能级分布及能级间的跃迁几率，因此分子光学还与光谱学紧密地相关。

第二节 光的色散[1]

物质的光学性质因投射到物体上光的波长而异，这一关系称光的色散。通常用波长与折射率之间的关系表示色散：

$$n=f(\lambda)=\varphi(\omega) \qquad (9\text{-}1)$$

式中 λ——光的波长；

ω——光波的圆频率。

当折射率随波长的增加而单调地减小时称正常色散；反之，称为反常色散。见图 9-1。

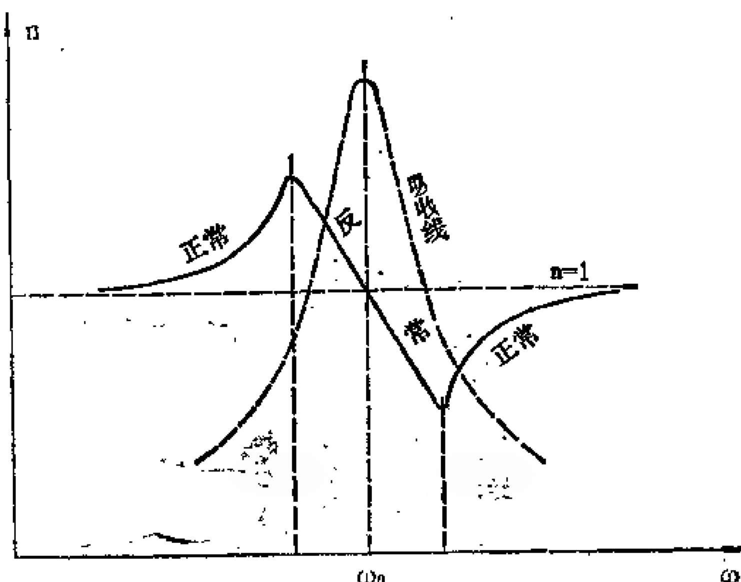


图 9-1 光的色散

光的正常色散位于远离吸收带区，而光的反常色散则位于吸收带区之内。

物质原子中的电子在入射光波电场与物质粒子的内电场的相互作用下发生迁移导致光的色

散。由于此项作用使电子发生受迫运动，产生次级光波。因原子的偶极矩与原子中电子的振动频率有关，后者取决于入射光波的圆频率 ω，故物质的相对介电常数，亦即光的折射率 $n=\sqrt{\varepsilon\mu}$ 随入射光波的频率而变。物质中的入射光与次级光的迭加导致物质中的合成电磁波相速度的变化。在正常色散情况下，波前的相速度随波长的增长而增加；而在反常色散情况下，波前的相速度却随波长的增加而减小。

在电子论中关于光的色散问题的解决归结为求在光波电场的作用下电子的位移 s。在光场中电子的受迫振动（在稀薄气体的情况下）的微分方程为：

$$m_e\ddot{s}=F_e-F_r+F_k \tag{9-2}$$

式中 $F_e=eE=eE_0\sin\omega t$，是原子中单色光的电场作用于电子的力；

$F_r=a\dot{s}$，是考虑电子振动的衰减所出现的阻力；

$F_k=-bs$，是将原子中的电子视为谐振子所对应的准弹性力；

a 与 b——常数；

ω——波的圆频率；

E_0——入射波的振幅。

在忽略阻力（即 $a=0$）的情况下，(9-2) 式的解为

$$\varepsilon=\frac{4\pi N_0e^2}{m_e(\omega_0^2-\omega^2)}+1=n^2 \tag{9-3}$$

式中 N_0——单位体积物质的原子（振子）数；

ω_0——原子中电子的固有频率。

从统计学的观点来看，气体原子中电子能在一切可能的能级 i 与 k 间跃迁。设相对应的圆频率为 ω_{ik}，于是 (9-3) 式可改写为

$$n^2=1+\frac{4\pi N_0e^2}{m_e}\sum_i\sum_k\omega_k\frac{f_{ik}}{\omega_{ik}^2-\omega^2} \tag{9-4}$$

式中 f_{ik}——振子力；

ω_k——物质中原子处在能级 k 上的几率。

$$f_{ik}=\frac{3m_ec^3}{2e^2\omega_{ik}^2}A_{ik} \tag{9-5}$$

式中 A_{ik}——自发辐射频率 ω_{ik} 的爱因斯坦系数；

c——真空中的光速；

m_e——电子质量；

e——电子电荷。

考虑到电子振动的衰减，引入复折射率 n'，$n'=n(1-i\chi)$，对于一固有频率为 ω_0 的经典近似为

$$n^2(1-\chi^2)=1+4\pi N_0\frac{e^2}{m_e}\frac{(\omega_0^2-\omega^2)}{(\omega_0^2-\omega^2)^2+\omega^2(a/m_e)^2} \tag{9-6}$$

$$2n^2\chi=4\pi N_0\frac{e^2a\omega}{m_e^2}\frac{1}{(\omega_0^2-\omega^2)^2+\omega^2(a/m_e)^2} \tag{9-7}$$

式中 a——衰减系数；

而量

$$\frac{1}{(\omega_0^2-\omega^2)^2+\omega^2(a/m_e)^2} \tag{9-8}$$

称为色散乘子。

第三节　罗伦兹-罗伦茨公式

原子中的电子在有效场影响下振动，除了电磁场外，作用在它上面的还有这个物质的其它粒子的力场。考虑到这个场的存在同时忽略衰减以及电子存在一系列本征振荡频率，对各向同性的凝聚态电介质，可导出罗伦兹-罗伦茨公式为

$$\frac{n^2-1}{n^2+2}=\frac{4\pi}{3}N_0\frac{e^2}{m_e}\frac{1}{\omega_0^2-\omega^2} \tag{9-9}$$

而量

$$\gamma=\frac{n^2-1}{n^2+2}\frac{1}{\rho} \tag{9-10}$$

称为物质的比折射。

式中　ρ——物质的密度；

对给定的物质 γ 与 ρ 无关。

与此相应，量 $A_i\gamma_i$ 称为原子的折射；量 $\Omega=\mu\gamma$ 称为分子的折射。分子折射常由原子折射迭加而成，即：

$$\gamma=\frac{1}{\mu}\sum_i q_iA_i\gamma_i \tag{9-11}$$

式中　A_i——原子量；

μ——分子量；

γ_i——分子量为 μ 的第 i 类原子的比折射；

q_i——分子中第 i 类原子的数目。

第四节　金属中的折射率

经典色散理论认为，在金属中的电子 $\omega_0=0$，由（9-6）与（9-7）两式，复折射率的实部与虚部分别由下列方程决定：

$$n^2(1-\chi^2)=1-4\pi N_0\frac{e^2}{m_e}\frac{1}{\omega^2+(a/m_e)^2} \tag{9-12}$$

$$2n^2\chi=4\pi N_0\frac{e^2a}{m_e^2\omega}\frac{1}{\omega^2+(a/m_e)^2} \tag{9-13}$$

第五节　伦琴射线的色散

远离吸收线的伦琴射线的色散，由于 $\omega\gg\omega_0$，与之对应的折射率在不计衰减时应为

$$n^2=1-\frac{4\pi N_0e^2}{m_e\omega^2}<1 \tag{9-14}$$

因而伦琴射线由空气射到物质界面时，可以实现完全内反射。$n<1$ 的物理意义是物质中伦琴射线的相速大于真空中的光速 c。但由于相对论的需要，它的群速度必较 c 为小。

第六节 光的吸收

概述

光波通过物质传播的过程中，电磁波的能量转变为它种形式，称为光的吸收。光的吸收中所发生的基本过程，是受光波激发的原子与其它原子发生碰撞，伴随着能量由一个原子传到其他原子而产生无辐射跃迁。在金属中光的吸收加大导电电子与离化晶格的动能，也加大了参与导电的电子数。

吸收定律

物质中的吸收用布格—朗伯定律描述

$$I=I_0e^{-\mu d} \tag{9-15}$$

式中 I_0——入射平行光的强度；

I——穿过厚度 d 的介质后的光强度。上式中

$$\mu=\frac{1}{d}\ln\frac{I_0}{I} \tag{9-16}$$

称为光的线吸收系数，它与入射光波波长及物质种类有关。对于稀释溶液，有

$$I=I_0e^{-ACd} \tag{9-17}$$

式中 A——常数，由介质品种与光的波长而定；

c——稀释溶液的浓度（假定溶剂不吸收光）。

（9-17）式称为比尔定律。

光在金属中的吸收，与之对应的布格一朗伯定律中的吸收系数有如下形式：

$$\mu=\frac{4\pi}{\lambda_0}n\chi \tag{9-18}$$

式中 λ_0——真空中光的波长；

n——复折射率中之实部；

$n\chi$——复折射率中之虚部。

共振吸收

当入射光的频率趋近于原子性物质中或分子性物质中的电子的本征振动频率时，吸收就特别强烈，称共振吸收。共振吸收频率是分立或是连续，随物质种类与状态而异，也可以是分立与连续的组合。与之对应的吸收光谱，称为线状谱，连续谱或带状谱。

第七节 光的散射

瑞利散射[2]

散射和瑞利散射

光线偏离初始方向而射向到其它一切方向的现象称散射。当传光介质具有光学非均匀性时就产生散射。散射光的频率与入射光频率相同时称瑞利散射，也称经典散射。

光学均匀介质不产生散射

光学均匀介质是指在介质的整个体积内，它的折射率不随坐标变化而为一常量。在入射光的作用下介质分子中的光电子作强迫振动并辐射出二次波。光的波长 λ 可与介质体积边长相比，但该体积中仍含有大量分子，可视为二次波的波源，即散射中心。因光学均匀介质分子在散射体积中是均匀分布的，故在这类介质中不存在散射，即在偏离入射光的所有方向上，由于相互干涉，二次波彼此相抵消。

光学非均匀性介质产生散射

它的折射系数不再是常数而是逐点地改变（例如由于密度的涨落，存在非均匀的微小粒子等等）。因此，二次波中出现相干分量从而观察到光的散射。非相干性二次波的出现与以下事实相联系，即光散射是互不相关而非均匀的，此外由于热运动而造成介质的随机迁移。正因为如此，二次波与独立非均匀辐射之间的光程差作无规则的变化。

分子散射和临界乳光

化学均匀介质（真溶液、纯净气体等等）的光散射称分子散射。此种散射的原因是介质密度的涨落。当介质处于临界温度下，这种涨落特别强；在这种条件下观察到的强烈光散射称临界乳光。

由涨落的统计理论，单位体积的化学均匀介质的散射光强度为

$$I\approx\frac{kT}{\lambda^4}\beta\left(\rho n\cdot\frac{\partial n}{\partial\rho}\right)^2 \tag{9-19}$$

式中　k——玻尔兹曼常数；

T——绝对温度；

β——介质的压缩系数；

ρ——介质密度，

n——在波长 λ 下介质的折射率。

光学不均匀的理想气体，单位体积散射光（瑞利散射）强度为

$$I\approx\frac{(n-1)^2}{\lambda^4 N_0} \tag{9-20}$$

式中　n——气体的折射率；

N_0——单位体积气体分子数。

大气中短波长光的强烈散射，由（9-20）式可以解释天空蔚兰现象，由此可知在白光的照明下，散射着的气体具有兰色。

廷德尔效应

如介质中非均匀程度与波长相比很小，且非均匀度的折射率与周围介质折射率不等，就是混浊介质。其散射叫做廷德尔现象。这种类型的光散射，是色散介质（空气尘埃、液态微粒、胶体溶液等等）所固有的。

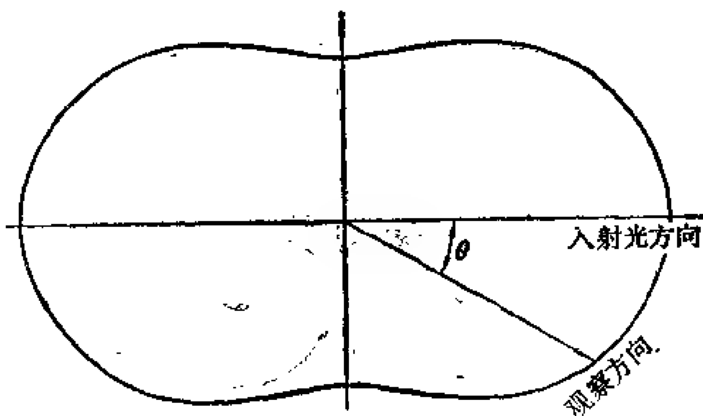


图 9-2　廷德尔现象中之光散射特征曲线

廷德尔现象中，当非均匀性小的情况下，散射光的光强相对于入射光及与之成垂直方向上的分布呈对称型。在由入射光的方向与观察方向所决定的平面内观察到光强度的分布如图9-2 所示，称散

射特征曲线。

如入射光不是偏振光，则表征散射光的分布的特征曲线可以下列方程描述：

$$I_\theta = I_{\pi/2}(1+\cos^2\theta) \tag{9-21}$$

式中　I_θ——与入射光成 θ 角方向上的散射光强度；

$I_{\pi/2}$——$\theta = \frac{\pi}{2}$ 方向上的光强度。

当非均匀线度与光波波长有相同数量级时，则非均匀性各独立部分之间的散射光将发生干涉，从而产生散射光的不对称：向前方散射的光大于向后散射的光。

若入射光谱分布强度具有 $I \propto f(\lambda)$ 的形式，则廷德尔效应中散射光波的强度谱分布为

$$I \propto \frac{f(\lambda)}{\lambda^4} \tag{9-22}$$

即沿入射光的方向观察，波长较长的辐射居优势，而沿偏离入射方向较大的方向上观察时，则短波长的光居多，日落时直视太阳光是红色，太阳附近现橙黄色，远离太阳的晴空呈紫灰色。

当自然光散射时就产生部份偏振光。当散射角 $\theta = \pi/2$ 时，电性呈各向同性分子，在入射光与散射光所定的平面内，散射光是全偏振光，而对于电性呈各向异性分子而言，当 $\theta = \frac{\pi}{2}$ 时，散射光只是部分偏振光。散射光的不完全偏振度 Δ 由下式给出

$$\Delta = \frac{2I_\perp}{I_{/\!/} + I_\perp} \tag{9-23}$$

式中　$I_{/\!/}$——在上述平面中的散射光的光强度。

$I_\perp$——与该面垂直的散射光的光强度。

喇曼散射[3]

光通过液体或固体（晶体）散射，散射光的频率除与入射光有相同的频率之外，尚存在着与入射光频不同的频率的光。1928年，印度物理学家喇曼使汞谱线 ν_0 通过四氯化碳时，散射光中除含有入射汞线波长 ν_0 之外，在 ν_0 附近还出现 $\nu_c = \nu_0 - \nu$ 及 $\nu_a = \nu_0 + \nu$ 两条伴线，故称这种散射为喇曼散射，也称并合散射。称 ν_c 为斯托克斯线，ν_a 为反斯托克斯线。此种现象的产生在于入射光量子与散射光的分子之间发生相互作用所致。

受激喇曼散射提供了从红外一直延伸到紫外这样宽广范围的高通量密度相干光源。

在经典近似下，喇曼散射的产生与极化率改变有关。在入射光电场的作用下，分子获得的感生电偶极矩为：

$$\begin{aligned} p &= \alpha E \\ &= \alpha E_L \cos 2\pi\nu_0 t \end{aligned} \tag{9-24}$$

式中　α——分子的极化率；

ν_0——入射光的频率。

因

$$\alpha = \alpha_0 + \alpha_\nu \cos 2\pi\nu t$$

故

$$P = \alpha_0 E_0 \cos 2\pi\nu_0 t + \frac{1}{2}\alpha_\nu E_0[\cos 2\pi(\nu_0+\nu)t + \cos 2\pi(\nu_0-\nu)t] \quad (9\text{-}25)$$

式中　α_0——分子静止于平衡位置的极化率；

α_ν——相当于分子固有振动而引起的周期性变化的极化率振幅。

上式中频率为 ν_0 的散射光为瑞利散射；而频率为 $\nu_0 \pm \nu$ 的散射光为喇曼散射。其中

$\nu_c = \nu_0 - \nu$ 为斯托克斯线；

$\nu_a = \nu_0 + \nu$ 为反斯托克斯线。

上述的经典理论是不够完善的，完整的解释要用量子理论。

第八节　旋光性[4]

偏振光通过一定的物质，振动面随着光的前进而发生旋转的现象，称旋光。具有旋光现象的物质，称为旋光性物质。例如：石英晶体就具有旋光性。一种物质的旋光性随分子结构的不同，分为左旋和右旋。

①左旋：迎着从旋光物质射出的光看，线偏振光的振动面在物质中作逆时针旋转。

②右旋：迎着从旋光物质中射出的光看，线偏振光的振动面在物质中作顺时针旋转。

设$\Delta\varphi$为旋光性介质对某一单色平面偏振光的振动面所转过的角度。由实验知，它正比于光在介质中所通过路程的长度，即

$$\Delta\varphi = al \quad (9\text{-}26)$$

对于有旋光性的溶液，振动面的旋转角$\Delta\varphi$又与光所通过溶液的浓度 c 成比例，即

$$\Delta\varphi = \alpha lc \quad (9\text{-}27)$$

式中α——比例系数，称为介质的旋光率。

对于同一种介质，α 值与偏振光的波长有关。

表 9-1　几种旋光率较大的物质

物　　质	波　长	α（度/毫米）
长　砂　HgS	D 线	+32.5
石　英　SiO_2	D 线	−21.75
尼古丁烟碱（液态）10—30℃	D 线	−16.2
胆甾相液晶	D 线	1800

注：“—”号表示左旋。

表 9-2　石英晶体的旋光率

波长（微米）	α（度/毫米）	波长（微米）	α（度/毫米）	波长（微米）	α（度/毫米）
3.676	0.34	0.5890	21.749	0.3441	70.587
1.342	3.89	0.5461	25.538	0.3247	80.459
0.79476	11.589	0.4861	32.773	0.2571	143.266

续表

波长(微米)	α (度/毫米)	波长 (微米)	α (度/毫米)	波长 (微米)	α (度/毫米)
0.7604	12.668	0.4307	42.604	0.2265	201.824
0.7281	13.924	0.4047	48.945	0.2143	235.972
0.6708	16.535	0.3820	55.625	0.1750	453.5
0.6562	17.318	0.3609	63.628	0.1525	776.0

第九节 磁 光

物质在磁场的作用下光学性质的改变，称为物质的磁光效应，主要有法拉第效应，磁光克尔效应，科登-穆顿效应，佛赫特效应（参阅第二十章第四节）和塞曼效应。

1896 年塞曼发现在外磁场作用下，光谱线的频率有微弱的变化。图 9-3 是塞曼效应的装置。

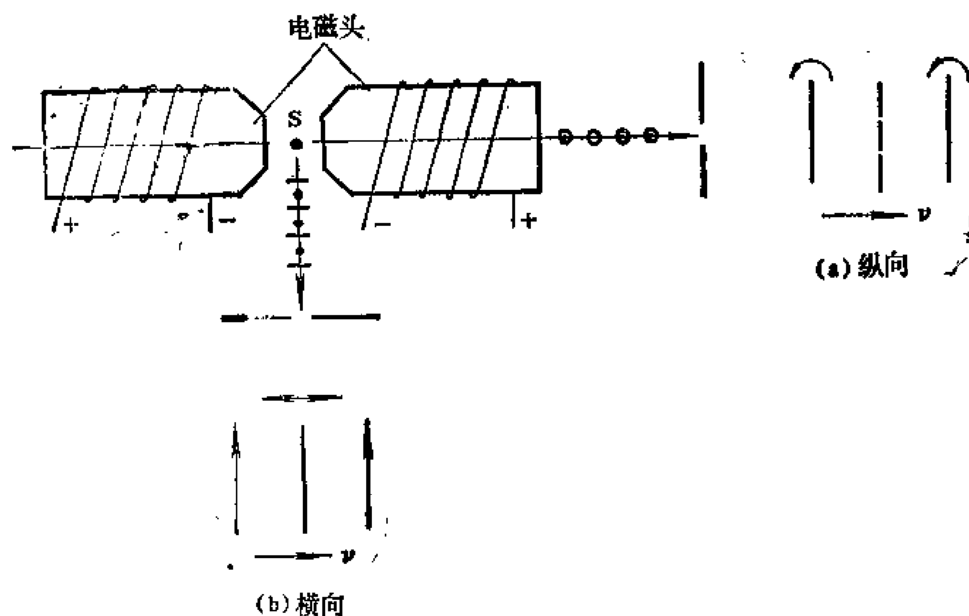


图 9-3 塞曼效应的装置

塞曼发现当钠蒸汽通过强磁场时，两条黄线变亮。后来洛仑兹对此作出了解释。即光谱线沿着磁场方向分成两束，如图 9-3(a)；沿着与磁场垂直的方向观察，发现一条谱线分裂为三条，如图 9-3(b)。称(a)为纵向塞曼效应，出射的光线是圆偏振光；称(b)为横向塞曼效应，出射的光线是平面偏振光。以后，塞曼等人就一些其它谱线也证明存在这种现象。

罗伦兹理论指出，决定原子中光学运动过程是电子的运动。单色光的辐射应看作为简谐振动的结果。而在外磁场的影响下所发生的辐射的变化，可看作是附加力使电子运动发生变化所致。这个附加力是磁场对运动电荷的影响。

特殊情况，是磁场方向和电子运动方向互相垂直。设外磁场不存在时，电子辐射出来的光频率为 ν_0，当有外磁场时的频率为$\nu=\nu_0\pm\Delta\nu$，

$$\Delta\nu = \frac{eB}{4\pi m} = 1.3996 \times 10^{10} B \text{ 特斯拉/秒} \qquad (9\text{-}28)$$

式中　B—磁场强度；

m—电子质量；

e—电子电荷。

参考文献

[1]Физицеский Энциклопедиский Словарв, Государственое Наушное Издателвство «Советская Энциклопедая», Москва, (1963).

[2]Б. М. Яворский И А. А. Детлиф, Справочник Ло Физике.

[3]Jenkins and white, Fundamentals of Ontics, 4th ed, (1976).

[4]天津大学、清华大学，物理光学，国防工业出版社，(1979)。

第十章　非线性光学

激光的出现提供了功率密度极大的光源，利用它可以在很多媒质（固态、液态和气态）中产生多种非线性光学现象。利用非线性光学效应有可能制作某些有用的器件，例如变频器；通过强光与物质相互作用的研究，可以获得组成非线性媒质的原子或分子内部运动的变化过程和规律，从而掌握物质在光学、电学、磁学、声学、力学、热学、化学以及生物学、方面的特性；当入射的激光束通过非线性媒质时，某些非线性光学效应，例如双光子吸收等受激喇曼散射和受激布里渊散射会引起入射光的衰减，自聚焦现象又会引起入射光束的畸变，甚至强度太强会导致固体媒质的损伤等，使得通过媒质的光通量受到了限制；这些都促使非线性光学这门学科得到了十分迅速的发展。回顾历史，60年代是发现大量非线性光学现象并对现象的机理和规律进行深入研究的阶段，70年代是对已发现的现象作进一步深入和广泛的研究，并发现新现象和发展许多新技术的阶段。另外，从被研究的媒质来说，早期研究工作大多是利用凝聚物质，可是近年来的兴趣已移向气体媒质。究其原因，是因为能满足具有较大的二阶非线性极化率 $\chi^{(2)}$、具有足够大的双折射效应用以补偿色散、在一厘米大小的范围内有很好的光学质量、能承受高光强以及对入射光和产生光有很好的透明度等要求的晶体材料很少，特别是晶体受到红外和紫外吸收的限制，这就促使对气体和原子蒸气的非线性效应的研究。现在，非线性光学所研究的内容十分丰富，并已成为一门科学意义深远技术价值巨大的光学新分支学科，因而有着强大的生命力。人们认为，如果能在某些方面取得新的突破性进展，那么对物理学的发展必将产生巨大的影响。

第一节　媒质的非线性电极化率张量及其性质

一、因果性原理

当媒质受到外加电场作用时，给定某时刻 t 在媒质中感应的线性电极化强度 $P(t)$ 由该时刻以前各时刻 $t-\tau$（$\tau>0$）的电场所确定。设在 t 以前任一时刻 τ 时的电场为 $E(\tau)$，则它在时间间隔为（$t-\tau$）以后，时刻为 t 时的电极化强度的贡献 $dP^{(1)}(t)$ 为

$$dP^{(1)}(t)=\varepsilon_0 R(t-\tau)E(\tau)d\tau \tag{10-1}$$

式中符号 $P^{(1)}$ 表示线性电极化强度，$R(t-\tau)$ 叫做媒质的线性电极化的响应函数，ε_0 是真空中的介电常数。由（10-1）式，有

$$P^{(1)}(t)=\int_{-\infty}^{t}\varepsilon_0 R(t-\tau)E(\tau)d\tau \tag{10-2}$$

如果考虑到电极化强度与电场强度的矢量性，则（10-2）式应改写为

$$\mathbf{P}^{(1)}(t)=\int_{-\infty}^{t}\varepsilon_0\underline{\mathbf{R}}^{(1)}(t-\tau)\cdot\mathbf{E}(\tau)d\tau \tag{10-3}$$

$$=\int_{0}^{\infty}\varepsilon_0\underline{\mathbf{R}}^{(1)}(\tau)\cdot\mathbf{E}(t-\tau)d\tau \tag{10-4}$$

式中$\underline{\mathbf{R}}^{(1)}(t-\tau)$及$\underline{\mathbf{R}}^{(1)}(\tau)$是一个二阶张量。（10-4）式就是电磁理论中经常遇到的所谓因果性条件的数学表示式。

因为电场$\mathbf{E}(t)$是实函数，响应函数必须是实函数，才能保证$\mathbf{P}(t)$是实函数，这个条件是所谓真实性条件。

现在取$\mathbf{P}^{(1)}(t)$和$\mathbf{E}(t)$的傅里叶变换

$$\mathbf{P}^{(1)}(t)=\int\mathbf{P}^{(1)}(\omega)\exp(-i\omega t)d\omega \tag{10-5}$$

$$\mathbf{E}(t)=\int\mathbf{E}(\omega)\exp(-i\omega t)d\omega \tag{10-6}$$

将（10-5）和（10-6）两式代入（10-4）式后可得

$$\mathbf{P}^{(1)}(\varepsilon)=\left[\int_{0}^{\infty}\varepsilon_0\underline{\mathbf{R}}^{(1)}(\tau)\exp(i\omega\tau)d\tau\right]\cdot\mathbf{E}(\omega)$$

$$=\varepsilon_0\underline{\boldsymbol{\chi}}^{(1)}(\omega)\cdot\mathbf{E}(\omega) \tag{10-7}$$

式中

$$\underline{\boldsymbol{\chi}}^{(1)}(\varepsilon)=\int_{0}^{\infty}\underline{\mathbf{R}}^{(1)}(\tau)\exp(i\omega\tau)d\tau \tag{10-8}$$

叫做线性或一阶电极化率张量。由上式可见，如果频率ω是复数，即$\omega=\omega_0+i\omega_1$，则当$\omega_1>0$时，式中积分是收敛的，即在上半个复数频率平面内一阶电极化率张量$\underline{\boldsymbol{\chi}}^{(1)}(\omega)$是一个解析函数。另外，（10-8）式表示电极化率张量$\underline{\boldsymbol{\chi}}^{(1)}(\omega)$与频率有关，这叫做频率色散。

现在我们进一步说明在什么条件下线性电极化强度与外加场之间具有瞬时响应的关系。设外加电场$\mathbf{E}(t)$是一列准单色波，即有

$$E(t)=E_{\omega_0}(t)\exp(-i\omega_0 t)+c.c \tag{10-9}$$

式中$E_{\omega_0}(t)$是载波频率为ω_0的慢变化的包络函数。对线性电极化强度$p^{(1)}(t)$也有类似的展开式，包络函数为$P^{(1)}_{\omega_0}(t)$。对（10-9）两边作傅里叶变换，可得

$$E(\omega)=\overline{E}_{\omega_0}(\omega-\omega_0)+\overline{E}^*_{\omega_0}(\omega+\omega_0) \tag{10-10}$$

式中$\overline{E}_{\omega_0}$上面的一横表示包络函数的变换。因为场$E(t)$具有脉冲的形式，围绕$\Omega=0$，$\overline{E}_{\omega_0}(\Omega)$很尖锐。由（10-5）和（10-7）式，并为简单起见考虑一维的情况有

$$P^{(1)}(t)=\varepsilon_0\int_{-\infty}^{\infty}\chi^{(1)}(\omega)E(\omega)\exp(-i\omega t)d\omega$$

$$=P^{(1)}_{\omega_0}(t)\exp(-i\omega_0 t)+c.c \tag{10-11}$$

将（10-10）式代入上式后便得

$$P^{(1)}_{\omega_0}(t)=\varepsilon_0\int_{-\infty}^{\infty}\chi^{(1)}(\omega)\overline{E}_{\omega_0}(\omega-\omega_0)\exp[-i(\omega-\omega_0)t]d\omega \tag{10-12}$$

假定脉冲场的载波频率ω_0是在媒质的透明区域，所以在频率ω接近ω_0附近的地方，$\chi^{(1)}(\omega)$只是频率ω的慢变化函数。于是可将电极化率$\chi^{(1)}(\omega)$围绕ω_0展开为泰勒级数，这样，（10-12）式变为

$$P_{\omega_0}^{(1)}(t)=\varepsilon_0\chi^{(1)}(\omega_0)\int_{-\infty}^{\infty}\overline{E}_{\omega_0}(\omega-\omega_0)\exp[-i(\omega-\omega_0)t]d\omega$$
$$+\varepsilon_0\cdot\frac{\partial\chi^{(1)}}{\partial\omega}\Big|_{\omega_0}\int_{-\infty}^{\infty}(\omega-\omega_0)\overline{E}_{\omega_0}(\omega-\omega_0)\exp[-i(\omega-\omega_0)t]d\omega$$
$$+\cdots\cdots \tag{10-13}$$

(10-13) 式中第一个积分简单地就是 $E_{\omega_0}(t)$，第二个积分是 $i\,dE_{\omega_0}(t)/dt$。所以

$$P_{\omega_0}^{(1)}(t)=\varepsilon_0\chi^{(1)}(\omega_0)E_{\omega_0}(t)$$
$$+i\varepsilon_0\frac{\partial\chi^{(1)}}{\partial\omega}\Big|_{\omega_0}\frac{dE_{\omega_0}(t)}{dt}+\cdots\cdots \tag{10-14}$$

根据 (10-14) 式，我们可以按如下的关系

$$\overline{\chi^{(1)}}(\omega_0)\equiv\chi^{(1)}(\omega_0)+i\frac{\partial\chi^{(1)}}{\partial\omega}\Big|_{\omega_0}\frac{1}{E_{\omega_0}(t)}\cdot\frac{dE_{\omega_0}(t)}{dt}+\cdots \tag{10-15}$$

定义一个量 $\overline{\chi^{(1)}}(\omega_0)$，使得线性电极化强度的包络函数 $P_{\omega_0}^{(1)}(t)$ 具有

$$P_{\omega_0}^{(1)}(t)=\varepsilon_0\overline{\chi^{(1)}}(\omega_0)E_{\omega_0}(t) \tag{10-16}$$

的形式。不过要强调指出的是，这个关系很容易使人误解在时刻 t 时的电极化强度由瞬时场 $E_{\omega_0}(t)$ 所确定。事实上并不是这样，在时刻 t 的电极化强度并不是简单地由该时刻的瞬时场 $E_{\omega_0}(t)$ 所确定，而是与场的历史有关，这表现在 (10-14) 式或 (10-15) 式中的导数项上。然而在一个足够地非色散的媒质中，或场的包络变化足够地慢，那么 (10-14) 式中的导数项可以忽略不计，这样便有时刻 t 媒质中感应的电极化强度才只与瞬时场有关的结果。这种情况叫做绝热极限。在这极限下有

$$P_{\omega}^{(1)}=\varepsilon_0\chi^{(1)}(\omega)E_{\omega} \tag{10-17}$$

关于 (10-14) 式中第二项导数项可以被忽略的具体条件是

$$\left|\left(\frac{1}{\chi^{(1)}(\omega_0)}\frac{\partial\chi^{(1)}}{\partial\omega}\Big|_{\omega_0}\right)\left(\frac{1}{E_{\omega_0}(t)}\frac{dE_{\omega_0}(t)}{dt}\right)\right|\ll1 \tag{10-18}$$

在以后我们求得 $\chi^{(1)}(\omega_0)$ 的具体表示式后，将会看到 (10-18) 式中的因子 $\left(\frac{\partial\chi^{(1)}}{\partial\omega}\Big|_{\omega_0}\frac{1}{\chi^{(1)}(\omega_0)}\right)$ 可以表示为 $1/(\Delta-i\Gamma)$，这里 Δ 是频率失调，Γ 是阻尼系数。这样 (10-18) 式可以改写为

$$\left|\frac{1}{\Delta-i\Gamma}\cdot\frac{1}{E_{\omega_0}}\cdot\frac{dE_{\omega_0}}{dt}\right|\ll1 \tag{10-19}$$

因为式中 $\frac{dE_{\omega_0}}{dt}$ 表示脉冲场包络函数的改变速率，所以 $\frac{dE_{\omega_0}}{dt}\Big/E_{\omega_0}$ 可以被理解为脉冲长度或脉冲的上升时间，用 τ_c 表示。如果脉冲的线宽用 $\Delta\omega$ 表示，那么 $\tau_c=\frac{1}{\Delta\omega}$。这样 (10-19) 式又可改写为

$$|\Delta-i\Gamma|\tau_c\gg1 \tag{10-20}$$

或

$$\frac{|\Delta-i\Gamma|}{\Delta\omega}\gg1 \tag{10-21}$$

(10-20) 式或 (10-21) 式便是我们所要求的绝热条件的表示式。$|\Delta-i\Gamma|^{-1}$ 称为媒质对频率 ω_0 的辐射的响应时间。由此可见，如果脉冲愈短，媒质响应时间愈长，则绝热条件愈

不容易满足，这时，由脉冲场所引起的响应便与该场的历史有关了。

对于高阶非线性电极化也有类似的分析[1]。

二、一维振子响应的经典理论

在任何媒质内的电磁场的行为由麦克斯韦方程组所确定，由方程组可导出在各向同性的均匀非磁介质内的波动方程为

$$\nabla^2 \mathbf{E} = \mu_0 \sigma \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + \mu_0 \varepsilon_0 \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} + \mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{P}}{\partial t^2} \tag{10-22}$$

式中 σ 是电导率，$\mathbf{P}$ 是电极化强度。形式上（10-22）式类似于经典的强迫振动方程。式中右边第一项是阻尼项，第三项是激励项，也就是说，电极化强度 $\mathbf{P}$ 作为场的激励源，由它激发电磁场。如果我们知道场源 $\mathbf{P}$、那么解（10-22）式就可求得场 $\mathbf{E}$。

在线性光学范围内，电极化强度 $\mathbf{P}$ 与场强 $\mathbf{E}$ 之间具有线性的关系，它可以用来描述线性光学一类的光学现象，但不能用来描述诸如电光效应、磁光效应、圆双折射、波的混合以及受激散射效应等等非线性光学现象。只有认为 $\mathbf{P}$ 与 $\mathbf{E}$ 之间具有更普遍的或者非线性关系时，才能解释非线性光学现象。电极化强度 $\mathbf{P}$ 的一般表示式为[2]：

$$\begin{aligned} P_i^{\omega} = P_i^{0} + \varepsilon_0 \chi_{ij} E_j^{\omega} + \varepsilon_0 \chi_{ijl} \nabla_l F_j^{\omega} + \varepsilon_0 \chi_{ijl} E_j^{\omega_1} E_l^{\omega_2} + \\ + \varepsilon_0 \chi_{ijlm} E_j^{\omega_1} E_l^{\omega_2} E_m^{\omega_3} + \varepsilon_0 \chi_{ijl} E_j^{\omega_1} B_l^{\omega_2} + \\ + \varepsilon_0 \chi_{ijlm} E_j^{\omega_1} E_l^{\omega_2} B_m^{\omega_3} + \cdots\cdots \end{aligned} \tag{10-23}$$

在第三和第四节中，我们将会看到（10-23）式中不同的项可用来描述相应的非线性光学现象。

现在分别讨论一维振子的线性响应和非线性响应的规律。

一维线性响应

设媒质是含有固有振动频率为 ω_0 的振子集合。振子模型代表着原子中电子运动的一种粗略的模型，即认为介电媒质中的每一个原子中的电子受到一个弹性恢复力使其保持在平衡位置，当原子受到外加电场的作用时，原子中电子作强迫振动，运动方程为

$$\ddot{r} + 2h\dot{r} + \omega_0^2 r = -\frac{e}{m} E \tag{10-24}$$

式中 h 是阻尼系数，r 是电子离开其平衡位置的位移，e 是电子电荷，m 是电子的质量。现将 $r(t)$ 和 $E(t)$ 按傅里叶展开并代入（10-24）式中，可得位移的任一频率 ω 的傅里叶分量为

$$r(\omega) = -\frac{e}{m} E(\omega) \frac{1}{\omega_0^2 - \omega^2 - 2ih\omega} \tag{10-25}$$

根据经典理论，媒质的电极化强度 $P(\omega)$ 为

$$P(\omega) = -ner(\omega) = \frac{ne^2}{m} E(\omega) \frac{1}{\omega_0^2 - \omega^2 - 2ih\omega} \tag{10-26}$$

式中 n 是单位体积内的振子数。再代入线性电极化率的表示式 $\chi^{(1)}(\omega) = P(\omega)/\varepsilon_0 E(\omega)$ 中可得

$$\chi^{(1)}(\omega) = \frac{ne^2}{\varepsilon_0 m} \frac{1}{\omega_0^2 - \omega^2 - 2ih\omega} \tag{10-27}$$

如果引入符号

$$F(\omega) = \frac{1}{\omega_0^2 - \omega^2 - 2ih\omega} = \frac{\omega_0^2 - \omega^2}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4h^2\omega^2} +$$

$$+i\frac{2h\omega}{(\omega_0^2-\omega^2)^2+4h^2\omega^2} \tag{10-28}$$

则

$$\chi^{(1)}(\omega)=\frac{ne^2}{\varepsilon_0 m}F(\omega) \tag{10-29}$$

$$=\chi'(\omega)+i\chi''(\omega) \tag{10-30}$$

式中

$$\chi'(\omega)=\frac{ne^2}{\varepsilon_0 m}\frac{\omega_0^2-\omega^2}{(\omega_0^2-\omega^2)+4h^2\omega^2}$$

$$\chi''(\omega)=\frac{ne^2}{\varepsilon_0 m}\frac{2h\omega}{(\omega_0^2-\omega^2)^2+4h^2\omega^2} \tag{10-31}$$

线性电极化率 $\chi^{(1)}(\omega)$的实部与虚部都是 ω 的函数，虚部 $\chi''(\omega)$在 $\omega=\omega_0$ 处有一个峯值，具有洛伦兹线型。如果频率 ω 远离共振频率 ω_0，即如果 $(\omega-\omega_0)>$几个线宽时（$\chi''(\omega)$ 曲线的半宽度为 h）$\chi''(\omega)\ll\chi'(\omega)$，这时 $\chi''(\omega)$可以被忽略不计。这表示频率为 ω 的波在媒质中传播时，与媒质没有能量交换，或无吸收地传播。

一维非线性响应

由于（10-24）式是一个线性方程，其解（10-25）式不能用来描述非线性效应。如果考虑到在振子的恢复力中存在着小的非谐和项时，即如果用非谐和力

$$-\omega_0^2 r+Ar^2+Br^3 \tag{10-32}$$

代替谐和力 $-\omega_0^2 r$ 时，我们就可以用来讨论非线性效应。式中 A 和 B 是表征非谐和效应的参数。这时基本的运动方程变为

$$\ddot{r}+2h\dot{r}+\omega_0^2 r-Ar^2-Br^3=-\frac{e}{m}E \tag{10-33}$$

给定电场 $E(t)$，由上式可解出位移 $r(t)$，再由 $P=-ner$ 就可求得电极化强度 P。现在为简单起见，只考虑单个频率 ω 的振动的电场

$$E=E(\omega)\exp(-i\omega t)+E^*(\omega)\exp(i\omega t) \tag{10-34}$$

因为方程（10-33）式是非线性的，因此求解是十分困难的。可以将 r 展开为幂级数 $r=\sum_{k=1}^{\infty}r_k$ 的形式，r_k 与电场的 k 次幂成正比，即 $r_k\propto E^k$。将此关系代入（10-33）式后，可以得到一系列的 r_k 所满足的方程。在每一个方程中所包含的项对电场来说都具有相同的阶次。这一系列方程中的最低阶次的三个方程是

$$\ddot{r}_1+2h\dot{r}_1+\omega_0^2 r_1=-\frac{e}{m}[E(\omega)\exp(-i\omega t)+E^*(\omega)\exp(i\omega t)] \tag{10-35}$$

$$\ddot{r}_2+2h\dot{r}_2+\omega_0^2 r_2=Ar_1^2 \tag{10-36}$$

$$\ddot{r}_3+2h\dot{r}_3+\omega_0^2 r_3=2Ar_1r_2+Br_1^3 \tag{10-37}$$

（10-35）式的解已讨论过，其形式由（10-25）式给出为

$$r_1=-\frac{e}{m}E(\omega)\frac{\exp(-i\omega t)}{\omega_0^2-\omega^2-2ih\omega}+c.c \tag{10-38}$$

将(10-38)式代入（10-36）式，并考虑到该式是线性的，可对 r_1^2 项中每一项分别求解，最

后可得

$$r_2(t)=A\frac{e^2}{m^2}E^2(\omega)\frac{\exp(-i2\omega t)}{(\omega_0^2-2ih\omega-\omega^2)^2(\omega_0^2-4ih\omega-4\omega^2)}$$
$$+A\frac{e^2}{m^2}E(\omega)E^*(\omega)\frac{1}{\omega_0^2(\omega_0^2-2ih\omega-\omega^2)(\omega_0^2+2ih\omega-\omega^2)}$$
$$+c.c \tag{10-39}$$

要求（10-37）式的解 $r_3(t)$ ，只要将 r_1r_2 及 r_2^2 中各项分别代入求解，不难求得其解为

$$r_3(t)=-\frac{e^3}{m^3}E^3(\omega)\left[\frac{2A^2}{\omega_0^2-4ih\omega-\omega^2}+B\right]$$
$$\times\frac{\exp(-i3\omega t)}{(\omega_0^2-6ih\omega-9\omega^2)(\omega_0^2-2ih\omega-\omega^2)^3}$$
$$-\frac{e^3}{m^3}E^2(\omega)E^*(\omega)\left[\frac{2A^2}{\omega_0^2-4ih\omega-4\omega^2}+\frac{4A^2}{\omega_0^2}+3B\right]$$
$$\times\frac{\exp(-i\omega t)}{(\omega_0^2-2ih\omega-\omega^2)^3(\omega_0^2+2ih\omega-\omega^2)}+c.c \tag{10-40}$$

根据定义（10-28）式有

$$F(2\omega)=\frac{1}{\omega_0^2-4ih\omega-4\omega^2} \tag{10-41}$$

$$F(3\omega)=\frac{1}{\omega_0^2-6ih\omega-9\omega^2} \tag{10-42}$$

在引入 $F(\omega)$，$F(2\omega)$和 $F(3\omega)$后，解 r_1，r_2 和 r_3 分别可表示为：

$$r_1=-\frac{e}{m}E(\omega)\exp(-i\omega t)F(\omega)+c.c \tag{10-43}$$

$$r_2=-\frac{e^2}{m^2}AE^2(\omega)\exp(-i2\omega t)F(2\omega)F(\omega)F(\omega)$$
$$+\frac{e^2}{m^2}AE(\omega)E^*(\omega)F(\omega)F(\omega)F(0)+c.c \tag{10-44}$$

$$r_3=-\frac{e^3}{m^3}E^3(\omega)[2A^2F(2\omega)+B]\exp(-i3\omega t)F(3\omega)F^3(\omega)$$
$$-\frac{e^3}{m^3}E^2(\omega)E^*(\omega)\left[2A^2F(2\omega)+\frac{4A^2}{\omega_0^2}+3B\right]F^3(\omega)F(-\omega)$$
$$\times\exp(-i\omega t)+c.c \tag{10-45}$$

如果将电极化强度 P 写成形式

$$P=\sum_{k=1}^{\infty}P^{(k)} \tag{10-46}$$

式中

$$P^{(k)}=-ner_k \tag{10-47}$$

是第 k 阶电极化强度。将（10-34）式的 r_2 代入 $P^{(2)}=-ner_2$，并将$P^{(2)}$ 写成

$$P^{(2)}=\varepsilon_0\chi^{(2)}(\omega,\omega)E^2(\omega)\exp(-i2\omega t)$$
$$+\varepsilon_0\chi^{(2)}(\omega,-\omega)\overset{*}{E}(\omega)+c.c \tag{10-48}$$

形式，式中 $\chi^{(2)}$ 叫做二阶非线性电极化率，有

$$\chi^{(2)}(\omega,\omega)=-nA\frac{e^3}{\varepsilon_0m^2}F(\omega)F(\omega)F(\omega+\omega) \tag{10-49}$$

$$\chi^{(2)}(\omega,-\omega)=-nA\frac{e^3}{\varepsilon_0 m^2}F(\omega)F(-\omega)F(0) \tag{10-50}$$

写成更一般的形式为

$$\chi^{(2)}(\omega_1,\omega_2)=-nA\frac{e^3}{\varepsilon_0 m^2}F(\omega_1)F(\omega_2)F(\omega_1+\omega_2) \tag{10-51}$$

同理，将（10-45）式代入 $P^{(3)}=-ner_3$，并将 $P^{(3)}$ 写成

$$\begin{aligned}P^{(3)}=&\varepsilon_0\chi^{(3)}(\omega,\omega,\omega)E^3(\omega)\exp(-i3\omega t)\\&+3\varepsilon_0\chi^{(3)}(\omega,\omega,-\omega)E^2(\omega)E^*(\omega)\exp(-i\omega t)\\&+c.c\end{aligned} \tag{10-52}$$

在上式中引入因子 3 与电极化率张量的对称性有关，这将在讨论电极化率的性质时可以看出。式中三阶非线性电极率为

$$\chi^{(3)}(\omega,\omega,\omega)=\frac{ne^4}{\varepsilon_0 m^3}[2A^2F(2\omega)+B]F(3\omega)F^3(\omega) \tag{10-53}$$

$$\chi^{(3)}(\omega,\omega,-\omega)=\frac{ne^4}{3\varepsilon_0 m^3}[2A^2F(2\omega)+4A^2F(0)+3B]F^3(\omega)F(-\omega) \tag{10-54}$$

（10-52）式和（10-53）式可以由下面一般的三阶电极化率的关系式

$$\begin{aligned}\chi^{(3)}(\omega_1,\omega_2,\omega_3)=&\frac{ne^4}{\varepsilon_0 m^3}\Big[B+\frac{2}{3}A^2\{F(\omega_1+\omega_2)+F(\omega_2+\omega_3)\\&+F(\omega_3+\omega_1)\}\Big]F(\omega_1)F(\omega_2)F(\omega_3)F(\omega_1+\omega_2+\omega_3)\end{aligned} \tag{10-55}$$

并令 $\omega_1=\omega_2=\omega$，$\omega_3=\pm\omega$ 求得。

由 $P^{(2)}$ 和 $P^{(3)}$ 的表示式可以看到，非线性响应的基本特点是，频率为 ω 的场振荡，在媒质中引起的电极化强度不仅具有频率为 ω 的分量，而且具有频率为 2ω、3ω 的以及在时间上是常数的分量。相应这些不同频率的电极化强度，按（10-22）式发射二次谐波和三次谐波的场分量。如果考虑更高阶的非线性电极化，那么就有更高次的谐波产生。

因为一般情况下被研究的辐射场总是包含着若干个频率不同的分量，那么在媒质中所产生的感应电极化中，除包含着每个频率的分量外，还包含着每个频率的二次谐波，三次谐波以及所有可能的和频与差频的分量。相应的非线性电极化率为 $\chi^{(2)}(\omega_1,\omega_2)$，$\chi^{(3)}(\omega_1,\omega_2,\omega_3)\cdots\cdots\chi^{(r)}(\omega_1,\omega_2\cdots\cdots\omega_r)$。

含有若干个频率分量的场用复数表示时，其形式为

$$E=\sum_n E(\omega_n)\exp(-i\omega_n t) \tag{10-56}$$

式中指标 n 可正可负，$E(\omega_n)$是复数振幅，并规定

$$\omega_{-n}=-\omega_n \tag{10-57}$$

$$E(\omega_{-n})=E(-\omega_n)=E^*(\omega_n) \tag{10-58}$$

这样便有

$$P^{(1)}=\varepsilon_0\sum_n\chi^{(1)}(\omega_n)E(\omega_n)\exp(-i\omega_n t) \tag{10-59}$$

$$\begin{aligned}P^{(2)}=&\varepsilon_0\sum_{nm}\chi^{(2)}(\omega_n,\omega_m)E(\omega_n)E(\omega_m)\\&\times\exp[-i(\omega_n+\omega_m)t]\end{aligned} \tag{10-60}$$

$$P^{(3)}=\varepsilon_0\sum_{nml}\chi^{(3)}(\omega_n,\omega_m,\omega_l)E(\omega_n)E(\omega_m)E(\omega_l)$$
$$\times\exp[-i(\omega_n+\omega_m+\omega_l)t] \qquad (10-61)$$

注意，对 n，m，l 求和时，包括所有可能的正值与负值。例如辐射场含有两个频率分量 ω_1 和 ω_2，则（10-60）式中的 n 和 m 都可取值 2，1，-1，-2。

三、三维空间的非线性电极化强度

在第一节中已给出了在三维空间内的线性电极化强度 $\mathbf{P}^{(1)}(t)$ 与电场 $\mathbf{E}(t)$ 之间的关系（10-4）式，由因果性原理，$\tau>t$ 时的 $\mathbf{E}(\tau)$ 对 $\mathbf{P}^{(1)}(t)$ 是没有贡献的，即

$$\underline{\boldsymbol{R}}^{(1)}(t-\tau)=0 \qquad \tau>t \qquad (10-62)$$

这样（10-4）式可以改写为

$$\mathbf{P}^{(1)}(t)=\int_{-\infty}^{t}\varepsilon_0\underline{\boldsymbol{R}}^{(1)}(t-\tau)\cdot\mathbf{E}(\tau)d\tau$$
$$=\int_{-\infty}^{\infty}\varepsilon_0\underline{\boldsymbol{R}}^{(1)}(\tau)\cdot\mathbf{E}(t-\tau)d\tau \qquad (10-63)$$

现对电场 $\mathbf{E}(t-\tau)$ 作傅里叶变换

$$\mathbf{E}(t-\tau)=\int_{-\infty}^{\infty}\mathbf{E}(\omega)\exp[-i\omega(t-\tau)]d\omega$$

并代入（10-63）式后有

$$\mathbf{P}^{(1)}(t)=\int_{-\infty}^{\infty}\varepsilon_0\underline{\boldsymbol{R}}^{(1)}(\tau)\cdot\int_{-\infty}^{\infty}\mathbf{E}(\omega)\exp[-i\omega(t-\tau)]d\tau$$
$$=\int_{-\infty}^{\infty}\mathbf{P}(\omega)\exp(-i\omega t)d\omega$$
$$=\int_{-\infty}^{\infty}\varepsilon_0\underline{\boldsymbol{\chi}}^{(1)}(\omega)\cdot\mathbf{E}(\omega)\exp(-i\omega t)d\omega \qquad (10-64)$$

上式已利用了（10-5）式和（10-7）式，式中 $\underline{\boldsymbol{\chi}}^{(1)}(\omega)$ 是一阶电极化率张量

$$\boldsymbol{\chi}^{(1)}(\omega)=\int_{-\infty}^{\infty}\underline{\boldsymbol{R}}^{(1)}(\tau)\exp(i\omega\tau)d\tau \qquad (10-65)$$

对于二阶电极化强度 $\mathbf{P}^{(2)}(t)$ 来说，它与电场强度 $\mathbf{E}(t)$ 有二次关系，在三维空间里，按因果性原理应有

$$\mathbf{P}^{(2)}(t)=\varepsilon_0\int_{-\infty}^{\infty}d\tau_1\int_{-\infty}^{\infty}d\tau_2$$
$$\times\underline{\boldsymbol{R}}^{(2)}(\tau_1,\tau_2):\mathbf{E}(t-\tau_1)\mathbf{E}(t-\tau_2) \qquad (10-66)$$

式中 $\underline{\boldsymbol{R}}^{(2)}(\tau_1,\tau_2)$ 是一个三阶张量，如将（10-66）式写成

$$\mathbf{P}^{(2)}(t)=\varepsilon_0\int_{-\infty}^{\infty}d\omega_1\int_{-\infty}^{\infty}d\omega_2\boldsymbol{\chi}^{(2)}(\omega_1,\omega_2):\mathbf{E}(\omega_1)\mathbf{E}(\omega_2)$$

$$\times\exp[-i(\omega_1+\omega_2)t] \tag{10-67}$$

的形式，并将（10-66）式中的$\mathbf{E}(t-\tau_1)$和$\mathbf{E}(t-\tau_2)$傅里叶展开后代入又可得

$$\mathbf{P}^{(2)}(t)=\varepsilon_0\int_{-\infty}^{\infty}d\tau_1\int_{-\infty}^{\infty}d\tau_2\underline{\boldsymbol{R}}^{(2)}(\tau_1,\tau_2):\int_{-\infty}^{\infty}d\omega_1\int_{-\infty}^{\infty}d\omega_2$$

$$\times\mathbf{E}(\omega_1)\mathbf{E}(\omega_2)\exp[-i(\omega_1+\omega_2)t]\exp[i(\omega_1\tau_1+\omega_2\tau_2)] \tag{10-68}$$

比较（10-67）式和（10-68）式可得二阶非线性电极化率张量为

$$\underline{\boldsymbol{\chi}}^{(2)}(\omega_1,\omega_2)=\int_{-\infty}^{\infty}d\tau_1\int_{-\infty}^{\infty}d\tau_2\underline{\boldsymbol{R}}^{(2)}(\tau_1,\tau_2)$$

$$\times\exp[i(\omega_1\tau_1+\omega_2\tau_2)] \tag{10-69}$$

同理可得在三维空间内的三阶非线性电极化强度和三阶非线性电极化率张量$\underline{\boldsymbol{\chi}}^{(3)}(\omega_1,\omega_2,\omega_3)$，以及$r$阶非线性电极化强度和$r$阶非线性电极化率张量的表示式分别为：

$$\mathbf{P}^{(3)}(t)=\varepsilon_0\int_{-\infty}^{\infty}d\omega_1\int_{-\infty}^{\infty}d\omega_2\int_{-\infty}^{\infty}d\omega_3$$

$$\times\underline{\boldsymbol{\chi}}^{(3)}(\omega_1,\omega_2,\omega_3)\ \vdots\ \mathbf{E}(\omega_1)\mathbf{E}(\omega_2)\mathbf{E}(\omega_3)\exp[-i(\omega_1+\omega_2+\omega_3)t] \tag{10-70}$$

$$\underline{\boldsymbol{\chi}}^{(3)}(\omega_1,\omega_2,\omega_3)=\int_{-\infty}^{\infty}d\tau_1\int_{-\infty}^{\infty}d\tau_2\int_{-\infty}^{\infty}d\tau_3$$

$$\times\underline{\mathbf{R}}^{(3)}(\tau_1,\tau_2,\tau_3)\exp[i(\omega_1\tau_1+\omega_2\tau_2+\omega_3\tau_3)] \tag{10-71}$$

$$\mathbf{P}^{(r)}(t)=\varepsilon_0\int_{-\infty}^{\infty}d\omega_1\int_{-\infty}^{\infty}d\omega_2\cdots\cdots\int_{-\infty}^{\infty}d\omega_r$$

$$\times\underline{\boldsymbol{\chi}}^{(r)}(\omega_1,\omega_2\cdots\cdots\omega_r)|\mathbf{E}(\omega_1)\mathbf{E}(\omega_2)\cdots\cdots\mathbf{E}(\omega_r)$$

$$\times\exp[-i(\sum_{m=1}^{r}\omega_m)t] \tag{10-72}$$

$$\underline{\boldsymbol{\chi}}^{(r)}(\omega_1,\omega_2,\cdots\cdots\omega_r)=\int_{-\infty}^{\infty}d\tau_1\int_{-\infty}^{\infty}d\tau_2\cdots\cdots\int_{-\infty}^{\infty}d\tau_r$$

$$\times\underline{\boldsymbol{R}}^{(r)}(\tau_1,\tau_2,\cdots\cdots\tau_r)\exp[i(\omega_1\tau_1+\cdots\cdots\omega_r\tau_r)] \tag{10-73}$$

在（10-72）式中$\underline{\boldsymbol{\chi}}^{(r)}$与$\mathbf{E}(\omega_1)$之间的一竖表示$r$个点。

如果组成辐射场的频率分量不是连续的，那么在电极化强度的表示式中用求和代替积分。这样，在三维空间内最低三阶电极化强度的表示式分别为

$$\mathbf{P}^{(1)}(t)=\sum_{n}\varepsilon_0\boldsymbol{\chi}^{(1)}(\omega_n)\cdot\mathbf{E}(\omega_n)\exp(-i\omega_n t) \tag{10-74}$$

$$\mathbf{P}^{(2)}(t)=\sum_{mn}\varepsilon_0\boldsymbol{\chi}^{(2)}(\omega_m,\omega_n):\mathbf{E}(\omega_m)\mathbf{E}(\omega_n)\times\exp[-(\omega_m+\omega_n)t] \tag{10-75}$$

$$\mathbf{P}^{(3)}(t)=\sum_{mnl}\varepsilon_0\underline{\boldsymbol{\chi}}^{(3)}(\omega_m,\omega_n,\omega_l)\ \vdots\ \mathbf{E}(\omega_m)\mathbf{E}(\omega_n)\mathbf{E}(\omega_l)$$

$$\times\exp[-i(\omega_m+\omega_n+\omega_l)t] \tag{10-76}$$

第r阶非线性电极化强度$\mathbf{P}^{(r)}$的表示式为：

$$\mathbf{P}^{(r)}(t)=\sum_{\alpha_1\alpha_2\cdots\alpha_r}\varepsilon_0\underline{\boldsymbol{\chi}}^{(r)}(\omega_{\alpha_1},\omega_{\alpha_2}\cdots\cdots\omega_{\alpha_r}|\mathbf{E}(\omega_{\alpha_1})$$

$$\times \mathbf{E}(\omega_{\alpha_2})\cdots\cdots\mathbf{E}(\omega_{\alpha_r})\times\exp[-i\sum_{m=1}^{r}\omega_{\alpha_m}t] \tag{10-77}$$

如果用分量表示，例如三阶非线性电极化强度的分量形式为

$$P_\mu^{(3)}(t)=\varepsilon_0\sum_{\substack{m,n\\ \alpha,\beta,\gamma=x,y,z}}\chi^{(3)}_{\mu\alpha\beta\gamma}(\omega_m,\omega_n,\omega_l)$$

$$\times E_\alpha(\omega_m)E_\beta(\omega_n)E_\gamma(\omega_n)\exp[-i(\omega_m+\omega_n+\omega_l)t] \tag{10-78}$$

式中 $\chi^{(3)}_{\mu\alpha\beta\gamma}(\omega_m,\omega_n,\omega_l)$是三阶非线性电极化率张量元素，式中某一项

$$\varepsilon_0\chi^{(3)}_{xxyz}(\omega_m,\omega_n,\omega_l)E_x(\omega_m)E_y(\omega_n)E_z(\omega_l)\times\exp[-i(\omega_m+\omega_n+\omega_l)t]$$

表示由频率为 ω_m 场振动为 x 方向的分量 $E_x(\omega_m)$，频率为 ω_n 场振动为 y 方向的场分量 $E_y(\omega_n)$和频率为 ω_l 场振动为 z 方向的场分量 $E_z(\omega_l)$三者一起，由于非线性相互作用所引起的在 x 方向上的三阶非线性电极化强度的一个分量。

最后要指出，在一中我们曾提到为保证电极化强度是实数，响应函数必须是实数这个真实性条件。现对电极化率张量来说，必须满足关系

$$[\boldsymbol{\chi}^{(r)}(\omega_1,\omega_2\cdots\cdots\omega_r)]^*=\boldsymbol{\chi}^{(r)}(-\omega_1^*,-\omega_2^*,\cdots\cdots-\omega_r^*) \tag{10-79}$$

这就是所谓电极化率张量的真实性条件

四、密度算符的运动方程及密度算符的微扰级数

我们知道要求得量子力学体系的某个力学量 O 的期望值 $\langle\hat{O}\rangle$，必须精确知道系统的状态 ψ，最多只相差一个不重要的相位因子。可是很少可能精确地得到这种知识，至多只能得到系统的统计知识，譬如说系统处在可能状态 ψ_n 的几率有多少。如果系统可能的状态有 ψ_1，ψ_2，……ψ_n，……，相应的几率为p_1，p_2，……p_n，……，在这情况下，我们就要从量子力学范围过渡到量子统计的范围去讨论问题。按量子力学，这时力学量 O 的期望值 $\langle\hat{O}\rangle$ 与

$$\langle\hat{O}\rangle=\sum_n p_n\mathrm{Tr}\{\hat{p}(\psi_n)\hat{O}\}$$

$$=Tr\{\sum_n p_n\hat{p}(\psi_n)\hat{O}\} \tag{10-80}$$

式中 $\hat{p}(\psi_n)$是投影算符，它满足如下的运动方程：

$$i\hbar\frac{\partial}{\partial t}\hat{p}(\psi)=\hat{H}\hat{p}(\psi)-\hat{p}(\psi)\hat{H}$$

$$=[\hat{H},\ \hat{p}(\psi)] \tag{10-81}$$

式中$\hat{H}$是系统的哈密顿算符。现令（10-80）式中的

$$\sum_n p_n\hat{p}(\psi_n)=\hat{\rho} \tag{10-82}$$

式中 $\hat{\rho}$ 称为密度算符。这样（10-80）式变为

$$\langle\hat{O}\rangle=Tr\{\hat{\rho}\hat{O}\} \tag{10-83}$$

由（10-82）式和（10-81）式便可求得密度算符 $\hat{\rho}$的运动方程为：

$$i\hbar\frac{\partial}{\partial t}\hat{\rho}=\Sigma p_n[\hat{H},\ \hat{p}(\psi)]$$

$$=[\hat{H},\ \hat{\rho}] \tag{10-84}$$

注意（10-82）式—（10-84）式是我们以后计算电极化率张量$\chi^{(r)}$的基础。

在应用以上方程讨论实际问题时的物理条件总是系统开始处于热平衡状态，然后受到电磁场的微扰，而且在求解密度算符的运动方程时，把热平衡状态下的密度算符$\hat{\rho}_0$作为边界条件，因为任何力学量的期望值〈$\hat{o}$〉总由（10-83）式确定，所以，如果令$o=1$，也应成立，即有

$$\mathrm{Tr}\{\hat{\rho}\}=\langle 1\rangle=1 \tag{10-85}$$

即密度算符的迹$\mathrm{Tr}\{\hat{\rho}\}=1$。在热平衡状态下的密度算符为$\hat{\rho}_0$，则有

$$\mathrm{Tr}\{\hat{\rho}_0\}=1 \tag{10-86}$$

现设未加外电磁场时的哈密顿算符为$\hat{H}_0$，有外加电磁场时并考虑到外场与系统相互作用的哈密顿算符为$\hat{H}$，按量子力学，未微扰哈密顿的本征值方程为$\hat{H}_0\psi_n=E_n\psi_n$。在量子力学中也已证明这一组能量本征态$\{\psi_n\}$是完全正交的。根据表象理论，这一组完全正交的能量本征态形成一个表象，通常称为能量表象。另外，我们也知道在热平衡条件下，系统处在能量本征态ψ_n的几率p_n也就是系统处在具有能量为E_n的本征态ψ_n的几率，由玻耳兹曼分布给出为

$$p_n=A\exp(-E_n/kT) \tag{10-87}$$

式中A是归一化常数，由$\sum_n p_n=1$确定，k是玻耳兹曼常数，T是系统的绝对温度。将（10-87）式代入（10-82）式便给出在热平衡条件下系统的密度算符$\hat{\rho}_0$为

$$\hat{\rho}_0=A\sum_n\exp(-E_n/kT)\,\hat{p}(\psi_n) \tag{10-88}$$

现引入一个指数算符$\exp(-\hat{H}_0/kT)$，并将其展开为幂级数，即

$$\exp(-\hat{H}_0/kT)=\sum_{s=0}^{\infty}\frac{1}{s!}(-\hat{H}_0/kT)^s \tag{10-89}$$

则可得

$$\exp(-\hat{H}_0/kT)\psi_n=\exp(-E_n/kT)\psi_n \tag{10-90}$$

如果现在有一个任意的波函数$\theta=\sum_n b_n\psi_n$，根据投影算符$\hat{p}(\psi_n)$的定义：$\hat{p}(\psi_n)\theta=\psi_n\int\psi_n^*\theta d\tau=b_n\psi_n$，则有

$$\begin{aligned}\hat{\rho}_0\theta&=A\sum_n\exp(-E_n/kT)\,\hat{p}(\psi_n)\theta\\&=A\exp(-\hat{H}_0/kT)\theta\end{aligned}$$

因为按假定θ是任意的波函数，所以

$$\hat{\rho}_0=A\exp(-\hat{H}_0/kT) \tag{10-91}$$

将上式代入（10-86）式便得归一化常数

$$A=[Tr\{\exp(-\hat{H}_0/kT)\}]^{-1} \tag{10-92}$$

再计算密度算符的矩阵元$(\hat{\rho}_0)_{mn}$，

$$\begin{aligned}(\hat{\rho}_0)_{mn}&=\int\psi_m^*A\exp(-\hat{H}_0/kT)\psi_n d\tau\\&=A\int\psi_m^*\exp(-E_n/kT)\psi_n d\tau\end{aligned}$$

$$= A\exp(-F_m/kT)\delta_{mn} \tag{10-93}$$

由此可见，在能量表象中密度算符 $\hat{\rho}_0$ 的矩阵和哈密顿算符的矩阵一样是对角化的。

现在我们进一步讨论一个原来处于热平衡状态下的系统在受到外加场作用后的密度算符。例如固体中荷电粒子所组成的系统在受到光波的作用后的情况。假定外加场所引起的微扰为 $\hat{H}_1(t)$，则系统的哈密顿为

$$\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{H}_1(t) \tag{10-94}$$

假定在遥远的过去，即 $t\to-\infty$ 时，系统处于热平衡状态，温度为T，则边界条件

$$\hat{H}_1(t) = \hat{H}_1(-\infty) = 0 \tag{10-95}$$

$$\hat{\rho}(t) = \hat{\rho}(-\infty) = \hat{\rho}_0 \tag{10-96}$$

根据密度算符 $\hat{\rho}$ 的运动方程（10-84）式有

$$i\hbar\frac{\partial}{\partial t}\hat{\rho}(t) = [\hat{H},\ \hat{\rho}(t)]$$

$$= [\hat{H}_0,\ \hat{\rho}(t)] + [\hat{H}_1(t),\ \hat{\rho}(t)] \tag{10-97}$$

因为通常 $\hat{H}_1(t)$ 是一个微扰，因而可以用一个微扰级数

$$\hat{\rho}(t) = \hat{\rho}_0 + \hat{\rho}_1(t) + \hat{\rho}_2(t) + \cdots\cdots\hat{\rho}_r(t) + \cdots \tag{10-98}$$

表示方程（10-97）式的解 $\hat{\rho}(t)$。式中

$\hat{\rho}_0$——热平衡状态下系统的密度算符；

$\hat{\rho}_1(t)$——微扰 $\hat{H}_1(t)$ 的线性函数；

$\hat{\rho}_2(t)$——与微扰 $\hat{H}_1(t)$ 有二次关系；

⋮

$\rho_r(t)$——与微扰 $\hat{H}_1(t)$ 有 r 次关系。

边界条件有

$$\hat{\rho}(-\infty) = \hat{\rho}_0 \tag{10-99}$$

$$\rho_r(\infty) = 0 \quad r = 1, 2, \cdots\cdots$$

将（10-98）式代入（10-97）式后给出

$$i\hbar\frac{\partial}{\partial t}(\hat{\rho}_0 + \hat{\rho}_1(t) + \cdots\cdots\hat{\rho}_r(t) + \cdots\cdots)$$

$$= [\hat{H}_0,\ \hat{\rho}_0 + \hat{\rho}_1(t) + \cdots\cdots\hat{\rho}_r(t) + \cdots\cdots]$$

$$+ [\hat{H}_1(t),\ \hat{\rho}_0 + \hat{\rho}_1(t) + \cdots\cdots\hat{\rho}_r(t) + \cdots\cdots] \tag{10-100}$$

如果使上式等号两边具有相同 $\hat{H}_1(t)$ 的幂的项相等，那么我们就可以得到密度算符 $\hat{\rho}(t)$ 的微扰级数中各项所满足的微分方程为

$$i\hbar\frac{\partial}{\partial t}\hat{\rho}_0 = [\hat{H}_0,\ \hat{\rho}_0] \tag{10-101}$$

$$i\hbar\frac{\partial}{\partial t}\hat{\rho}_1(t) = [\hat{H}_0,\ \hat{\rho}_1(t)] + [\hat{H}_1(t),\ \hat{\rho}_0] \tag{10-102}$$

$$i\hbar\frac{\partial}{\partial t}\hat{\rho}_2(t) = [\hat{H}_0,\ \hat{\rho}_2(t)] + [\hat{H}_1(t),\ \hat{\rho}_1(t)] \tag{10-103}$$

⋮

$$i\hbar\frac{\partial}{\partial t}\hat{\rho}_r(t)=[\hat{H}_0,\ \hat{\rho}_r(t)]+[\hat{H}_1(t),\ \hat{\rho}_{r-1}(t)] \tag{10-104}$$

$$\vdots$$

因为$\hat{H}_0$和$\hat{\rho}_0$是可对易的，所以（10-101）式是一个恒等式，并不能由此方程解出$\hat{\rho}$来，$\hat{\rho}_0$是热平衡下系统的密度算符，是已知的。将已知的$\hat{\rho}_0$代入（10-102）式，并考虑到边界条件$\hat{\rho}_1(t)|_{t\to-\infty}=0$，求得解$\hat{\rho}_1(t)$。再将求得的解$\hat{\rho}_1(t)$代入（10-103）式，并考虑边界条件$\hat{\rho}_2(-\infty)=0$，求得解$\hat{\rho}_2(t)$依次便能求得微扰级数中的各项。

现假定$\hat{\rho}_{r-1}(t)$已知，我们求解方程（10-104）式。关于求解（10-104）式这一类微分方程的方法，与求解常微分方程$\frac{dy}{dt}=f(t)y+g(t)$的方法[3]相类似，即寻找一个所谓积分因子的问题。但是现在（10-104）式中的$\hat{H}_0$和$\hat{\rho}_r(t)$等都是算符，在利用上面的方法求解方程时，开始我们并不知道在利用积分因子相乘时，是左乘呢还是右乘？或者同时在两边都相乘一个积分因子。当然最后一种情况即两边乘积分因子应包括前面两种情况。所以不失其普遍性，我们可以寻找一对积分因子$\hat{V}_0(t)$和$\hat{U}_0(t)$，使得

$$\hat{V}_0(t)\left\{i\hbar\frac{\partial}{\partial t}\hat{\rho}_r(t)-[\hat{H}_0,\ \hat{\rho}_r(t)]\right\}\hat{U}_0(t)$$

$$=i\hbar\frac{\partial}{\partial t}\{\hat{V}_0(t)\hat{\rho}_r(t)\hat{U}_0(t)\} \tag{10-105}$$

将左边的泊松括号展开，并作出右边的微分，经整理后得到

$$\left\{i\hbar\frac{\partial}{\partial t}\hat{V}_0(t)+\hat{V}_0(t)\hat{H}_0\right\}\hat{\rho}_r(t)\hat{U}_0(t)+$$

$$\hat{V}_0(t)\hat{\rho}_r(t)\left\{i\hbar\frac{\partial}{\partial t}\hat{U}_0(t)+\hat{H}_0\hat{U}_0(t)\right\}=0 \tag{10-106}$$

由上式可见，如果式中两个大括号内的量都等于零，显然满足方程。这样，我们便得到一对非耦合的积分因子所满足的微分方程

$$i\hbar\frac{\partial}{\partial t}\hat{V}_0(t)=-\hat{V}_0(t)\hat{H}_0 \tag{10-107}$$

$$i\hbar\frac{\partial}{\partial t}U_0(t)=\hat{H}_0U_0(t) \tag{10-108}$$

（10-107）式和（10-108）式的解为

$$\hat{U}_0(t)=\exp(-i\hat{H}_0t/\hbar) \tag{10-109}$$

$$\hat{V}_0(t)=\exp(i\hat{H}_0t/\hbar)=\hat{U}_0(-t) \tag{10-110}$$

关于积分因子$\hat{U}_0(t)$和$\hat{V}_0(t)$有如下一些性质：即$\hat{U}_0(t)$与$\hat{V}_0(t')$是相互对易的，其中t和t'表示任意时间；如果$f(\hat{H}_0)$是$\hat{H}_0$的任意函数，则$\hat{U}_0(t)$和$\hat{V}_0(t)$与任何$f(\hat{H}_0)$可对易，并有

$$\hat{U}_0(t)\hat{U}_0(t')=\hat{U}_0(t+t') \tag{10-111}$$

和

$$\hat{U}_0(t)\hat{U}_0(-t)=\hat{U}(o)=1 \tag{10-112}$$

$\hat{U}_0(t)$称为演化算符。这个名词来源于未微扰与时间有关的薛定谔方程的解[4]。

现在我们可以利用以上所引入的积分因子 $\hat{U}_0(t)$ 和 $\hat{V}_0(t)$ 来求解（10-104）式了。用 $\hat{V}_0(t)=\hat{U}_0(-t)$ 和 $\hat{U}_0(t)$ 分别左乘和右乘（10-104）式，得

$$\hat{V}_0(t)i\hbar\frac{\partial}{\partial t}\hat{\rho}_r(t)\hat{U}_0(t)$$

$$=\hat{V}_0(t)[\hat{H}_0,\ \hat{\rho}_r(t)]\hat{U}_0(t)+\hat{V}_0(t)[\hat{H}_1(t),\ \hat{\rho}_{r-1}(t)]\hat{U}_0(t)$$

利用（10-105）式，上式变为

$$i\hbar\frac{\partial}{\partial t}\{\hat{V}_0(t)\hat{\rho}_r(t)\hat{U}_0(t)\}=\hat{V}_0(t)[\hat{H}_1(t),\ \hat{\rho}_{r-1}(t)]\hat{U}_0(t)$$

$$=\hat{U}_0(-t)[\hat{H}_1(t),\ \hat{\rho}_{r-1}(t)]\hat{U}_0(t)$$

积分上式，有

$$i\hbar\hat{U}_0(-t)\hat{\rho}_r(t)\hat{U}_0(t)$$

$$=\int_{-\infty}^{t}dt_1\hat{U}_0(-t_1)[\hat{H}_1(t_1),\ \hat{\rho}_{r-1}(t_1)]\hat{U}_0(-t_1)\qquad(10\text{-}113)$$

式中积分的下限是根据边界条件 $\hat{\rho}_r(-\infty)=0$ 确定的。由此可见，只要 $\hat{\rho}_{r-1}(t)$ 已知，根据（10-113）式就可求得 $\hat{\rho}_r(t)$。如果在（10-113）式的两边分别左乘 $\hat{U}_0(t)$ 和右乘 $\hat{U}_0(-t)$，利用 $\hat{U}_0(t)$ 的性质（10-112）式就可立即给出 $\hat{\rho}_r(t)$ 的表示式。但是在这里我们暂时不这样做，而仍保留着（10-113）式左边的形式，在经过一些运算之后，再给出 $\hat{\rho}_r(t)$ 的最后的表示式。

展开（10-113）式中的泊松括号，并在 $\hat{H}_1(t_1)$ 和 $\hat{\rho}_{r-1}(t_1)$ 之间插入 $\hat{U}_0(t_1)\hat{U}_0(-t_1)$，则可得

$$\hat{U}_0(-t)\hat{\rho}_r(t)\hat{U}_0(t)$$

$$=(i\hbar)^{-1}\int_{-\infty}^{t}dt_1[\hat{H}'_1(t_1),\hat{U}_0(-t_1)\hat{\rho}_{r-1}(t_1)\hat{U}_0(t_1)]\qquad(10\text{-}114)$$

式中

$$\hat{H}'_1(t)=\hat{U}_0(-t)\hat{H}_1(t)\hat{U}_0(t)\qquad(10\text{-}115)$$

由量子力学，$\hat{H}'_1(t)$ 就是在相互作用表象中的微扰哈密顿算符。

现令 $r=1$，则由（10-114）式得

$$\hat{U}_0(-t)\hat{\rho}_1(t)\hat{U}_0(t)=(i\hbar)^{-1}\int_{-\infty}^{t}dt_1[\hat{H}'_1(t_1),\ \hat{V}_0(-t_1)\hat{\rho}_0\hat{U}_0(t_1)]$$

由于 $\hat{\rho}_0$ 与 $\hat{U}_0(t)$ 是对易的，所以

$$\hat{U}_0(-t)\hat{\rho}_1(t)\hat{U}_0(t)=(i\hbar)^{-1}\int_{-\infty}^{t}dt_1[\hat{H}'_1(t_1),\ \hat{\rho}_0]\qquad(10\text{-}116)$$

令（10-114）式中 $r=2$，并将（10-116）式的 $\hat{\rho}_1(t)$ 代入，则给出

$$\hat{U}_0(-t)\hat{\rho}_2(t)\hat{U}_0(t)$$

$$=(i\hbar)^{-2}\int_{-\infty}^{t}dt_1\int_{-\infty}^{t_1}dt_2[\hat{H}'_1(t_1),\ [\hat{H}'_1(t_2),\ \hat{\rho}_0]]\qquad(10\text{-}117)$$

再将（10-117）式代入令 $r=3$ 的（10-114）式，便可求得 $\hat{U}_0(-t)\hat{\rho}_3(t)\hat{U}_0(t)$ 的表

示式，依次进行下去，可以得到 r 为任意值的

$$\hat{U}_0(-t)\hat{\rho}_r(t)\hat{U}_0(t) = (i\hbar)^{-r}\int_{-\infty}^{t}dt_1\int_{-\infty}^{t_1}dt_2\cdots\cdots\int_{-\infty}^{t_{r-1}}dt_r$$

$$\times[\hat{H}'_I(t_1),\ [\hat{H}'_I(t_2),\ [\cdots\cdots[\hat{H}'_I(t_r),\ \hat{\rho}_0]]\cdots\cdots] \qquad (10\text{-}118)$$

现在用 $\hat{U}_0(t)$ 和 $\hat{V}_0(t)=\hat{U}_0(-t)$ 分别左乘和右乘（10-118）式，则我们最后求得

$$\hat{\rho}_r(t) = (i\hbar)^{-r}\hat{U}_0(t)\int_{-\infty}^{t}dt_1\int_{-\infty}^{t_1}dt_2\cdots\cdots\int_{-\infty}^{t_{r-1}}dt_r$$

$$\times[\hat{H}'_I(t_1),\ [\hat{H}'_I(t_2),\ [\cdots\cdots[\hat{H}'_I(t_r),\ \hat{\rho}_0]]\cdots\cdots]\hat{U}_0(-t) \qquad (10\text{-}119)$$

这时，如果令 $r=1,\ 2,\ \cdots\cdots$，则由（10-119）式给出相应的 $\hat{\rho}_1(t)$，$\hat{\rho}_2(t)\cdots\cdots\hat{\rho}_r(t)\cdots\cdots$。由此可见，系统对外加场的响应不管是线性响应还是非线性响应，完全由密度算符所确定。（10-119）式是密度算符微扰级数中一个项的一般表示式，它可以被用来研究所要讨论的特殊情况。

五、电极化率张量的表示式

用密度算符表示的电极化强度的一般表示式

设有一个小体积 V 的媒质，假定该体积 V 足够小，以致在其中的电场 $\mathbf{E}(t)$ 的空间变化可以不予考虑。另外，与电场相连系的磁场所引起的效应也不考虑。再假定体积 V 内含有 N 个荷电粒子（电子和离子），并用 q_j 和 $\mathbf{r}_j$ 分别表示第 j 个粒子的电荷和它的位置矢量。那么荷电粒子系统的电偶极矩为

$$\mathbf{R} = \sum_j q_j\mathbf{r}_j \qquad (q_j\text{有正有负}) \qquad (10\text{-}120)$$

设媒质的宏观电极化强度为 $\mathbf{P}(t)$，按定义，$\mathbf{P}(t)$ 是单位体积内的电偶极矩的期望值，即

$$\mathbf{P}(t) = \frac{1}{V}\langle\hat{\mathbf{R}}\rangle = \frac{1}{V}\mathrm{Tr}\{\hat{\rho}\,\hat{\mathbf{R}}\} \qquad (10\text{-}121)$$

式中 $\hat{\rho}=\hat{\rho}(t)$ 就是荷电粒子系统的密度算符。（假定 V 内有足够多的粒子，可以不考虑偶极矩密度的起伏）可见，要得到 $\mathbf{P}(t)$，必须先求得 $\hat{\rho}(t)$，$\hat{\rho}(t)$ 就是四中所讨论的密度算符的微扰级数（10-98）式。将（10-98）式代入（10-121）式后，$\mathbf{P}(t)$ 可写为

$$\mathbf{P}(t) = \mathbf{P}^{(0)} + \mathbf{P}^{(1)} + \mathbf{P}^{(2)} + \cdots\mathbf{P}^{(r)} + \cdots \qquad (10\text{-}122)$$

式中

$$\begin{aligned}
\mathbf{P}^{(0)} &= V^{-1}\mathrm{Tr}\{\hat{\rho}_0\hat{\mathbf{R}}\}\\
\mathbf{P}^{(1)} &= V^{-1}\mathrm{Tr}\{\hat{\rho}_1(t)\hat{\mathbf{R}}\}\\
\mathbf{P}^{(2)} &= V^{-1}\mathrm{Tr}\{\hat{\rho}_2(t)\,\hat{\mathbf{R}}\}\\
&\vdots\\
\mathbf{P}^{(r)} &= V^{-1}\mathrm{Tr}\{\hat{\rho}_r(t)\hat{\mathbf{R}}\}\\
&\vdots
\end{aligned} \qquad (10\text{-}123)$$

各阶电极化率张量公式的推导

现在的任务是将 $\mathbf{P}^{(r)}(t)=V^{-1}\mathrm{Tr}\{\hat{\rho}_r(t)\hat{\mathbf{R}}\}$ 化成

$$P_\mu^{(r)}(t)=\varepsilon_0\int_{-\infty}^{\infty}d\omega_1\int_{-\infty}^{\infty}d\omega_2\cdots\cdots\int_{-\infty}^{\infty}d\omega_r\chi^{(r)}_{\mu\alpha_1\cdots\alpha_r}(\omega_1,\omega_2,\cdots\omega_r)$$

$$\times E_{\alpha_1}(\omega_1)E_{\alpha_2}(\omega_2)\cdots\cdots E_{\alpha_r}(\omega_r)\exp\left[-i\sum_{m=1}^{r}\omega_m t\right] \quad (10\text{-}124)$$

的形式，从而求出电极化率张量元素 $\chi^{(r)}_{\mu\alpha_1\cdots\alpha_r}(\omega_1\cdots\omega_r)$ 的具体表示式。因为对不同的阶数 r 求 $P_\mu^{(r)}(t)$ 的方法基本相同，只是对一般情况的讨论比较繁杂一些而已。因此在这里稍详细地讨论 $r=1$ 和 $r=2$ 的情况，然后将结果推广到任意 r 值的情况中去。

(1) $r=1$

$r=1$ 时有

$$\mathbf{P}^{(1)}(t)=V^{-1}\mathrm{Tr}\{\hat{\rho}_1(t)\hat{\mathbf{R}}\}$$
$$P_\mu^{(1)}(t)=V^{-1}\mathrm{Tr}\{\hat{\rho}_1(t)\hat{R}_\mu\} \quad (10\text{-}125)$$

将 $\hat{\rho}_1(t)$ 的表示式

$$\hat{\rho}_1(t)=(i\hbar)^{-1}U_0(t)\int_{-\infty}^{t}dt_1[\hat{H}_1'(t_1),\ \hat{\rho}_0]U_0(-t) \quad (10\text{-}126)$$

代入 (10-125) 式，给出

$$P_\mu^{(1)}(t)=V^{-1}\mathrm{Tr}\{(i\hbar)^{-1}U_0(t)\int_{-\infty}^{t}dt_1[\hat{H}_1'(t_1),\ \hat{\rho}_0]\hat{U}_0(-t)\hat{R}_\mu\} \quad (10\text{-}127)$$

按 (10-115) 式

$$\hat{H}_1'(t)=\hat{U}_0(-t)\hat{H}_1(t)\hat{U}_0(t)=\hat{U}_0(-t)[-\hat{\mathbf{R}}\cdot\mathbf{E}(t)]\hat{U}_0(t) \quad (10\text{-}128)$$

式中

$$\hat{H}_1(t)=-\hat{\mathbf{R}}\cdot\mathbf{E}(t) \quad (10\text{-}129)$$

是偶极矩 $\mathbf{R}$ 在电场 $\mathbf{E}(t)$ 中的附加能量。因为经典物理量电场 $\mathbf{E}(t)$ 与算符 $\hat{U}_0(t)$ 是可对易的，所以，在引入相互作用表象中系统的偶极矩算符

$$\hat{\mathbf{R}}(t)=\hat{U}_0(-t)\hat{\mathbf{R}}\,\hat{U}_0(t) \quad (10\text{-}130)$$

后，在相互作用表象中的微扰算符为

$$\begin{aligned}\hat{H}_1'(t)&=\hat{U}_0(-t)\hat{H}_1(t)U_0(t)\\&=\hat{U}_0(-t)[-\mathbf{E}(t)\cdot\hat{\mathbf{R}}]\hat{U}_0(t)\\&=-\mathbf{E}(t)\cdot\hat{U}_0(-t)\,\hat{\mathbf{R}}\,\hat{U}_0(t)=-\hat{R}_\alpha(t)E_\alpha(t)\end{aligned} \quad (10\text{-}131)$$

又

$$[\hat{H}_1'(t),\hat{\rho}_0]=[-\hat{R}_\alpha(t)E_\alpha(t),\hat{\rho}_0]=-E_\alpha(t)[\hat{R}_\alpha(t),\hat{\rho}_0] \quad (10\text{-}132)$$

所以 (10-127) 式变为

$$P_\mu^{(1)}(t)=V^{-1}\mathrm{Tr}\{(i\hbar)^{-1}\hat{U}_0(t)\int_{-\infty}^{t}dt_1\{-[\hat{R}_\alpha(t_1),\hat{\rho}_0]E_\alpha(t_1)\hat{U}_0(-t)\hat{R}_\mu\}$$

$$=-V^{-1}(i\hbar)^{-1}\mathrm{Tr}\{U_0(t)\int_{-\infty}^{t}E_\alpha(t_1)[\hat{R}_\alpha(t_1),\ \hat{\rho}_0]\hat{U}_0(-t)\hat{R}_\mu\}\} \quad (10\text{-}133)$$

因为 $\hat{U}_0(t)$ 与 $E_\alpha(t_1)$ 可对易，并利用矩阵线性组合的迹等于矩阵迹的线性组合，以及将 $E_\alpha(t_1)$ 傅里叶展开，不难求得

$$\mathbf{P}_\mu^{(1)}(t) = -V^{-1}(i\hbar)^{-1}\int_{-\infty}^{\infty} d\omega \int_{-\infty}^{t} dt_1 \exp[-i\omega(t_1-t)]$$

$$\times \mathrm{Tr}\{\hat{U}_0(t)[\hat{R}_\alpha(t_1),\ \hat{\rho}_0]\hat{U}_0(-t)\hat{R}_\mu\}E_\alpha(\omega)\exp(-i\omega t) \qquad (10\text{-}134)$$

现将（10-134）式与（10-64）式的分量

$$\mathrm{P}_\mu^{(1)}(t) = \int_{-\infty}^{\infty} \varepsilon_0 \chi_{\mu\alpha}^{(1)}(\omega)E_\alpha(\omega)\exp(-i\omega t)d\omega$$

相比较，便求得一阶电极化率张量元素

$$\chi_{\mu\alpha}^{(1)}(\omega) = -\frac{1}{\varepsilon_0}V^{-1}(i\hbar)^{-1}\int_{-\infty}^{t} dt_1 \mathrm{Tr}\{\hat{U}_0(t)[\hat{R}_\alpha(t_1),\hat{\rho}_0]\hat{U}_0(-t)\hat{R}_\mu\}$$

$$\times \exp[-i\omega(t-t_1)] \qquad (10\text{-}135)$$

展开（10-135）式中的泊松括号，并利用关系

$$\hat{U}_0(t)\hat{R}_\alpha(t_1)\hat{U}_0(-t) = \hat{R}_\alpha(t_1-t) \qquad (10\text{-}136)$$

再改变积分变量，最后可得

$$\chi_{\mu\alpha}^{(1)} = -\frac{1}{\varepsilon_0}V^{-1}(i\hbar)^{-1}\int_{-\infty}^{0} dt_1 \mathrm{Tr}\ \{\hat{\rho}_0[\hat{R}_\mu,\hat{R}_\alpha(t_1)]\} \times \exp(-i\omega t_1) \qquad (10\text{-}137)$$

(2) $r=2$

由（10-123）式的二阶非线性电极化强度 $\mathbf{P}^{(2)}(t)$ 和（10-117）式的 $\hat{\rho}_2(t)$ 给出

$$\mathbf{P}_\mu^{(2)}(t) = V^{-1}\mathrm{Tr}\{\hat{\rho}_2(t)\hat{R}_\mu\}$$

$$= V^{-1}\mathrm{Tr}\{(i\hbar)^{-2}\hat{U}_0(t)\int_{-\infty}^{t} dt_1 \int_{-\infty}^{t_1} dt_2$$

$$\times [\hat{H}_1'(t_1)[\hat{H}_1'(t_2),\hat{\rho}_0]]\hat{U}_0(-t)\hat{R}_\mu\} \qquad (10\text{-}138)$$

再利用（10-131）式和（10-132）式的关系

$$\hat{H}_1'(t_1) = -\hat{R}_\alpha(t_1)E_\alpha(t_1)$$

$$\hat{H}_1'(t_2) = -\hat{R}_\beta(t_2)E_\beta(t_2)$$

$$[\hat{H}_1(t_2),\hat{\rho}] = -\hat{E}_\beta(t_2)[\hat{R}_\beta(t_2),\hat{\rho}_0]$$

以及将 $E_\alpha(t_1)$ 和 $E_\beta(t_2)$ 拿到 $\hat{U}_0(t)$ 之前，并对 $E_\alpha(t_1)$ 和 $E_\beta(t_2)$ 作傅里叶变换，可得

$$\mathbf{P}_\mu^{(2)}(t) = V^{-1}(i\hbar)^{-2}\int_{-\infty}^{t} dt_1 \int_{-\infty}^{t_1} dt_2 \left\{\int_{-\infty}^{\infty} d\omega_1 E_\alpha(\omega_1)\exp(-i\omega_1 t)\right.$$

$$\left.\times \exp[-i\omega_1(t_1-t)]\right\}\left\{\int_{-\infty}^{\infty} d\omega_2 E_\beta(\omega_2)\exp(-i\omega_2 t)\exp[-\right.$$

$$\left.-i\omega_2(t_2-t)]\right\}\times \mathrm{Tr}\{\hat{U}_0(t)[\hat{R}_\alpha(t_1),\ [\hat{R}_\beta(t_2),\ \hat{\rho}_0]]\ \hat{U}_0(-t)\hat{R}_\mu\} \quad (10\text{-}139)$$

现将（10-139）式中的泊松括号展开，在 $\hat{R}_\alpha$，$\hat{R}_\beta$ 和 $\hat{\rho}_0$ 之间乘因子 $\hat{U}_0(-t)\hat{U}_0(t)=1$，并利用 $\hat{\mathbf{R}}(t)$ 的定义（10-130）式，可以将（10-139）式中的迹变为

$$\mathrm{Tr}\{\hat{R}_\alpha(t_1-t)\hat{R}_\beta(t_2-t)\hat{\rho}_0\hat{R}_\mu - \hat{R}_\alpha(t_1-t)\hat{\rho}_0\hat{R}_\beta(t_2-t)\hat{R}_\mu -$$

$$-\hat{R}_\beta(t_2-t)\hat{\rho}_0\hat{R}_\alpha(t_1-t)\hat{R}_\mu+\hat{\rho}_0\hat{R}_\beta(t_2-t)\hat{R}_\alpha(t_1-t)\hat{R}_\mu\}$$

代入（10-139）式后，再作变量代换，最后求得

$$P_\mu^{(2)}(t)=V^{-1}(i\hbar)^{-2}\int_{-\infty}^{0}dt_1\int_{-\infty}^{t_1}dt_2\int_{-\infty}^{\infty}d\omega_1\int_{-\infty}^{\infty}d\omega_2$$
$$\times E_\alpha(\omega_1)E_\beta(\omega_2)\exp[-i(\omega_1+\omega_2)t]\exp[-i(\omega_1t_1+\omega_2t_2)]$$
$$\times Tr\{\hat{\rho}_0[[\hat{R}_\mu,\hat{R}_\alpha(t_1)],\hat{R}_\beta(t_2)]\}\qquad(10-140)$$

将上式与（10-67）式的分量

$$P_\mu^{(2)}(t)=\varepsilon_0\int_{-\infty}^{\infty}d\omega_1\int_{-\infty}^{\infty}d\omega_2\chi_{\mu\alpha\beta}^{(2)}(\omega_1,\omega_2)E_\alpha(\omega_1)E_\beta(\omega_2)\times\exp[-i(\omega_1+\omega_2)t]\qquad(10-141)$$

相比较，便求得二阶电极化率张量元素的表示式为

$$\chi_{\mu\alpha\beta}^{(2)}(\omega_1,\omega_2)=\frac{1}{\varepsilon_0}V^{-1}(i\hbar)^{-2}\int_{-\infty}^{0}dt_1\int_{-\infty}^{t_1}dt_2\times$$
$$\times\mathrm{Tr}\{\hat{\rho}_0[[\hat{R}_\mu,\hat{R}_\alpha(t_2)],\hat{R}_\beta(t_2)]\}\times$$
$$\times\exp[-i(\omega_1t_1+\omega_2t_2)]\qquad(10-142)$$

因为由（10-68）式所表示的二阶电极化强度不应与复数电场振幅的次序有关，因而在关系式中的二阶非线性电极化率张量 $\underline{\chi}^{(2)}$ 必须与各个复数电场振幅的次序无关。因此 $\underline{\chi}^{(2)}$ 中任何一对元素 $\chi_{\mu\alpha\beta}^{(2)}(\omega_1,\omega_2)$ 和 $\chi_{\mu\beta\alpha}^{(2)}(\omega_2,\omega_1)$ 相等，即 $\chi_{\mu\alpha\beta}^{(2)}(\omega_1,\omega_2)=\chi_{\mu\beta\alpha}^{(2)}(\omega_2,\omega_1)$。同理，对三阶非线性电极化率张量 $\underline{\chi}^{(3)}$ 来说，元素 $\chi_{\mu\alpha\beta\gamma}^{(3)}(\omega_1,\omega_2,\omega_3)$ 中的配对 $\alpha\omega_1$，$\beta\omega_2$ 和 $\gamma\omega_3$ 在任何对易下所对应的元素也都相等，例如 $\chi_{\mu\alpha\beta\gamma}^{(3)}(\omega_1,\omega_2,\omega_3)=\chi_{\mu\beta\alpha\gamma}^{(3)}(\omega_2,\omega_1,\omega_3)=\chi_{\mu\gamma\alpha\beta}^{(3)}(\omega_3,\omega_1,\omega_2)$ 等。因为这种性质是电极化率张量本身所固有的，故称为电极化率张量的本征对易对称性。但现在我们从（10-142）式可以看到，在配对 $\alpha\omega_1$ 和 $\beta\omega_2$ 交换后，$\chi_{\mu\alpha\beta}^{(2)}(\omega_1,\omega_2)\neq\chi_{\mu\beta\alpha}^{(2)}(\omega_2,\omega_1)$，也就是说由（10-142）式所表示的 $\chi_{\mu\alpha\beta}^{(2)}(\omega_1,\omega_2)$ 并不具有本征对易对称性。为使（10-142）式所表示的 $\chi_{\mu\alpha\beta}^{(2)}(\omega_1,\omega_2)$ 具有本征对易对称性，我们可以用 $\frac{1}{2}[\chi_{\mu\alpha\beta}^{(2)}(\omega_1,\omega_2)+\chi_{\mu\beta\alpha}^{(2)}(\omega_2,\omega_1)]$ 代替 $\chi_{\mu\beta\alpha}^{(2)}(\omega_1,\omega_2)$。这样，（10-142）式在配对 $\alpha\omega_1$ 和 $\beta\omega_2$ 的对易下是不变的，也就具有本征对易对称的性质。所以具有本征对易对称性的二阶非线性电极化率张量元素的表示式为

$$\chi_{\mu\alpha\beta}^{(2)}(\omega_1,\omega_2)=\frac{1}{\varepsilon_0}V^{-1}(i\hbar)^{-2}\frac{\hat{S}}{2!}\int_{-\infty}^{0}dt_1\int_{-\infty}^{t_1}dt_2\times$$
$$\times\mathrm{Tr}\{\hat{\rho}_0[[\hat{R}_\mu,\hat{R}_\alpha(t_1)],\hat{R}_\beta(t_2)]\}\exp[-i(\omega_1t_1+\omega_2t_2)]\qquad(10-143)$$

式中 $\hat{S}$ 表示一种对称化算符，它表示在（10-143）式中对配对 $\alpha\omega_1$ 和 $\beta\omega_2$ 可能的对易求和。

（3）r 阶电极化率张量的表示式

由一阶和二阶电极化率张量元素 $\chi_{\mu\alpha}^{(1)}(\omega)$ 和 $\chi_{\mu\alpha\beta}^{(2)}(\omega_1,\omega_2)$ 的表示式（10-137）式和（10-143）式，我们可以立即写出三阶电极化率张量元素 $\chi_{\mu\alpha\beta\gamma}^{(3)}(\omega_1,\omega_2,\omega_3)$ 和 r 阶电极化率张量元素 $\chi_{\mu\alpha_1\alpha_2\cdots\alpha_r}^{(r)}(\omega_1,\omega_2,\cdots\omega_r)$ 的表示式为

$$\chi^{(3)}_{\mu\alpha\beta\gamma}(\omega_1,\omega_2,\omega_3)=\frac{1}{\varepsilon_0}V^{-1}\frac{\hat{S}}{3!}(-i\hbar)^{-3}\int_{-\infty}^{0}dt_1\int_{-\infty}^{t_1}dt_2\int_{-\infty}^{t_2}dt_3$$

$$\times\mathrm{Tr}\{\hat{\rho}_0[[[\hat{R}_\mu,\hat{R}_\alpha(t_1)],\hat{R}_\beta(t_2)],\hat{R}_\gamma(t_3)]\}$$

$$\times\exp[-i(\omega_1t_1+\omega_2t_2+\omega_3t_3)] \quad (10\text{-}144)$$

$$\chi^{(r)}_{\mu\alpha_1\cdots\alpha_r}(\omega_1,\omega_2,\cdots\cdots\omega_r)=\frac{1}{\varepsilon_0}V^{-1}\frac{\hat{S}}{r!}(-i\hbar)^{-r}\int_{-\infty}^{0}d\,t_1\int_{-\infty}^{t_1}dt_2\cdots\cdots\int_{-\infty}^{t_{r-1}}dt_r\times$$

$$\times\mathrm{Tr}\{\hat{\rho}_0[\cdots[[\hat{R}_\mu,\hat{R}_\alpha(t_1)],\hat{R}_{\alpha_2}(t_2)]\cdots\hat{R}_{\alpha_r}(t_r)]\}\times\exp[-i\sum_{m=1}^{r}\omega_mt_m] \quad (10\text{-}145)$$

式中 $\hat{S}$ 是对称化算符，在（10-144）式中表示对配对 $\alpha\omega_1$，$\beta\omega_2$ 和 $\gamma\omega_3$ 所有可能的 3! 个对易求和。在（10-145）式中对 $r!$ 个可能的对易求和。

到现在，我们已经得到了用密度算符的方法所导出的各阶电极化率张量元素的表示式。这些表示式可应用于任何媒质，是讨论媒质光学性质的基础。

六、独立分子体系的电极化率张量

这里将利用五中所得到的普遍结论去讨论一个不可区分的、独立的、取向完全相同的分子体系。这种模型对任何实际的媒质来说是一个十分好的模型，概念简单，易于理解。在五中所给的电极化率张量元素的表示式中的算符都是与媒质小体积 V 内整个粒子系统相连系的。由于现在假定这种粒子系统是独立的分子集合，那么上述多粒子算符就可以很容易地用单个分子的算符来表示。单个分子算符只与单个分子相连系，而且与不同分子相连系的算符之间是可对易的。

电极化率张量公式中的建用单个分子算符表示

假定在体积 V 中有 M 个分子，第 m 个分子的未微扰哈密顿和电偶极矩分别为 $\hat{H}_m$ 和 $\hat{R}_m$，则有

$$\hat{H}_0=\sum_m\hat{H}_m \quad (10\text{-}146)$$

$$\hat{R}=\sum_m\hat{R}_m \quad (10\text{-}147)$$

因为单个分子的哈密顿之间是相互对易的，所以整个分子集合在热平衡下的密度算符为

$$\hat{\rho}_0=\hat{\rho}_1\hat{\rho}_2\cdots\cdots\hat{\rho}_m\cdots\hat{\rho}_M \quad (10\text{-}148)$$

式中

$$\hat{\rho}_m=A^{-1}\exp(-\hat{H}_m/kT) \quad (10\text{-}149)$$

是在热平衡状态下第 m 个分子的密度算符。同样，整个分子集合的演化算符 $\hat{U}_0(t)$ 为

$$\hat{U}_0(t)=\hat{U}_1(t)\hat{U}_2(t)\cdots\cdots\hat{U}_m(t)\cdots\hat{U}_M(t) \quad (10\text{-}150)$$

式中

$$\hat{U}_m(t)=\exp(-i\hat{H}_m t/\hbar) \tag{10-151}$$

是第 m 个分子的演化算符。显然有

$$\hat{U}_m(-t)\hat{U}_m(t)=1 \tag{10-152}$$

以及

$$[U_m(t),\ \hat{\mathbf{R}}_l]=0 \quad m\neq l \tag{10-153}$$

在相互作用表象中整个分子集合的偶极矩为

$$\begin{aligned}\hat{\mathbf{R}}(t)&=\hat{U}_0(-t)\hat{\mathbf{R}}U_0(t)\\&=U_0(-t)\sum_m\hat{\mathbf{R}}_m U_0(t)=\sum_m\hat{\mathbf{R}}_m(t)\end{aligned} \tag{10-154}$$

式中

$$\hat{\mathbf{R}}_m(t)=\hat{U}_m(-t)\hat{\mathbf{R}}_m\hat{U}_m(t) \tag{10-155}$$

是在相互作用表象中第 m 个分子的偶极矩。

如将五中所得的电极化率张量表示式中的电偶极矩算符用单个分子的电偶极矩算符表示时，不难看出，对独立分子体系来说，不管那一阶，电极化率张量元素公式中的迹都有

$$F=\mathrm{Tr}\left\{\hat{\rho}_0\sum_m\hat{c}_m\right\} \tag{10-156}$$

的形式。式中 $\hat{c}_m$ 对 r 阶电极化率张量元素有

$$c_m=[\cdots\cdots[[\hat{R}_{m_\mu},\hat{R}_{m_{\alpha_1}}(t_1)],\hat{R}_{m_{\alpha_2}}(t_2)],\cdots\cdots\hat{R}_{m_{\alpha_r}}(t_r)] \tag{10-157}$$

总之，$\hat{c}_m$ 表示与第 m 个分子相连系的电偶极矩算符的一个多重换位子。

为得到独立分子体系的电极化率张量元素的具体表示式，必须计算（10-156）式形式的迹，而迹的计算可以在任意表象中进行。在这里比较方便的是利用如下的表象，即多分子体系的波函数用单分子的波函数的乘积表示。假定 $\mathbf{r}_m$ 表示第 m 个分子的所有内部坐标（假定质心是静止的）单分子波函数集合$\{u(a,\mathbf{r}_m)\}$表示第 m 个分子的 a 表象。a 表示集合中不同成员的一种符号。那么整个分子集合的表象由如下一组波函数乘积

$$\{\Phi_A\}=\{u(a_1,\mathbf{r}_1)u(a_2,\mathbf{r}_2)\cdots u(a_m,\mathbf{r}_m)\cdots u(a_M,\mathbf{r}_M)\} \tag{10-158}$$

给出的，式中 A 表示单分子符号 $a_1,a_2\cdots a_M$ 的集合。现在利用（10-158）式来计算（10-156）式的迹。因为迹是矩阵的对角元素之和，所以有

$$\begin{aligned}F&=\mathrm{Tr}\left\{\hat{\rho}_0\sum_m\hat{c}_m\right\}\\&=\sum_A\int d\tau_1\int d\tau_2\cdots\cdots\int d\tau_M\Phi_A^*\hat{\rho}_1\hat{\rho}_2\cdots\hat{\rho}_M\sum_m\hat{c}_m\Phi_A\end{aligned} \tag{10-159}$$

式中 $d\tau_m$ 是第 m 个分子所占有空间的体积元。因为单个分子密度算符是相互对易的，则不难求得

$$F=\sum_m\mathrm{Tr}(\hat{\rho}_1)\mathrm{Tr}(\hat{\rho}_2)\cdots\mathrm{Tr}(\hat{\rho}_m\hat{c}_m)\cdots\mathrm{Tr}(\hat{\rho}_M) \tag{10-160}$$

式中

$$\mathrm{Tr}\{\hat{\rho}_n\}=\sum_a\int u^*(a,\ \mathbf{r}_n)\ \hat{\rho}_n u(a,\mathbf{r}_n)d\tau_n \tag{10-161}$$

又因为假定分子是全同的，并且取向是相同的，应有

$$\mathrm{Tr}\{\hat{\rho}_1\}=\mathrm{Tr}\{\hat{\rho}_2\}=\cdots\mathrm{Tr}\{\hat{\rho}_m\}=\cdots\mathrm{Tr}\{\hat{\rho}_M\} \tag{10-162}$$

代入（10-160）式并用第一个分子代替所有其它分子，便得

$$F=M[\mathrm{Tr}\{\rho_1\}]^{M-1}\mathrm{Tr}\{\hat{\rho}_1\hat{c}_1\} \tag{10-163}$$

由于（10-163）式对任何的 $\hat{c}_m$ 都成立，所以可先假定 $\hat{c}_m$ 为某一个值，例如令 $c_m=\frac{1}{M}$，由 $F=\mathrm{Tr}\{\hat{\rho}_0\Sigma c_m\}$ 的关系确定 $F=\mathrm{Tr}\left\{\hat{\rho}_0M\frac{1}{M}\right\}=Tr\{\hat{\rho}_0\}=1$。再由（10-163）式确定 $Tr\{\hat{\rho}_1\}$，即有 $F=1=M[\mathrm{Tr}\{\hat{\rho}_1\}]^{M-1}\mathrm{Tr}\{\hat{\rho}_1\hat{c}_1\}=[\mathrm{Tr}\{\hat{\rho}_1\}]^M$，所以

$$\mathrm{Tr}\{\hat{\rho}_1\}=1 \tag{10-164}$$

对任意的 c_m 来说，便有

$$F=M[\mathrm{Tr}\{\hat{\rho}_1\}]^{M-1}\mathrm{Tr}\{\hat{\rho}_1\hat{c}_1\}=M\mathrm{Tr}\{\hat{\rho}_1\hat{c}_1\} \tag{10-165}$$

由此可见，为计算不可区分的、独立的分子系统所组成的媒质的电极化率张量表示式中的迹，只要计算单分子的 $\mathrm{Tr}\{\hat{\rho}_1\hat{c}_1\}$ 即可。这里的 $\hat{\rho}_1$ 是单分子密度算符，$\hat{c}_1$ 是相应的单分子的多重换位子算符。

单分子的迹 $\mathrm{Tr}\{\hat{\rho}_1\hat{c}_1\}$ 的表示式

以前我们用 $\hat{H}_0$，$\hat{\rho}_0$ 和 $\hat{\mathbf{R}}$ 分别表示多粒子系统的未微扰哈密顿，热平衡密度算符和电偶极矩算符，$\hat{U}(t)$ 和 $\hat{\mathbf{R}}(t)$ 表示多粒子系统的演化算符和相互作用表象中的电偶极矩算符。但从现在起，我们用它们来表示单个分子的相应的量。这里利用能量表象计算迹。在能量表象中，我们在上面所引入的单分子表象 $\{u(a,\mathbf{r})\}$ 中的 $u(a,\mathbf{r})$ 是 $\hat{H}_0$ 的本征函数，相应的本征值为 E_a，它们由本征方程 $\hat{H}_0u(a,\mathbf{r})=E_au(a,\mathbf{r})$ 确定。在能量表象中不难求得

$$\begin{aligned}[\hat{\rho}_0]_{ba}&=\int u^*(b,\mathbf{r})\,\hat{\rho}_0u(a,\mathbf{r})d\tau\\&=A^{-1}\exp(-E_a/kT)\delta_{ab}=\rho^0_{aa}\delta_{ab}\end{aligned} \tag{10-166}$$

$$\begin{aligned}[U_0(t)]_{ab}&=\int u^*(a,\mathbf{r})\hat{U}_0(t)u(b,\mathbf{r})d\tau\\&=\exp(-iE_bt/\hbar)\delta_{ab}\end{aligned} \tag{10-167}$$

$$[U_0(t)]_{ba}=\exp(-iE_at/\hbar)\delta_{ab} \tag{10-168}$$

$$[\hat{R}_\alpha(t)]_{ab}=[\hat{U}_0(-t)\hat{R}_\alpha\hat{U}_0(t)]_{ab}=\exp[i\omega_{ab}t]R^\alpha_{ab} \tag{10-169}$$

式中 R^α_{ab} 是电偶极矩分量 R_α 的第（ab）个矩阵元素（第 a 行和第 b 列相交处的矩阵元素）$\hbar\omega_{ab}$ 是两个能态 a 和 b 之间的能量差。利用（10-166）式到（10-169）各式，很容易求得一阶、二阶和三阶电极化率张量元素中的迹分别为

一阶：$$\mathrm{Tr}\{\hat{\rho}_0\hat{c}\}=\sum_{ab}\rho^0_{aa}\{R^\mu_{ab}R^\alpha_{ba}\exp(-i\omega_{ab}t_1)-R^\alpha_{ab}R^\mu_{ba}\exp(i\omega_{ab}t_1)\} \tag{10-170}$$

二阶：$$\begin{aligned}\mathrm{Tr}\{\hat{\rho}_0\hat{c}\}=\sum_{abc}\rho^0_{aa}\{&R^\mu_{ab}R^\alpha_{bc}R^\beta_{ca}\exp[i(\omega_{bc}t_1+\omega_{ca}t_2)]\\&-R^\alpha_{ab}R^\mu_{bc}R^\beta_{ca}\exp[i(\omega_{ab}t_1+\omega_{ca}t_2)]\\&-R^\beta_{ab}R^\mu_{bc}R^\alpha_{ca}\exp[i(\omega_{ab}t_2+\omega_{ca}t_1)]\\&+R^\beta_{ab}R^\alpha_{bc}R^\mu_{ca}\exp[i(\omega_{ab}t_2+\omega_{bc}t_1)]\end{aligned} \tag{10-171}$$

三阶：$$\mathrm{Tr}\{\hat{\rho}_3\hat{c}\} = \sum_{abcd}\rho_{aa}^0\{R_{ab}^{\mu}R_{bc}^{\alpha}R_{cd}^{\beta}R_{da}^{\gamma}\exp[i(\omega_{bc}t_1+\omega_{cd}t_2+\omega_{da}t_3)]$$
$$-R_{ab}^{\alpha}R_{bc}^{\mu}R_{cd}^{\beta}R_{da}^{\gamma}\exp[i(\omega_{ab}t_1+\omega_{cd}t_2+\omega_{da}t_3)]$$
$$-R_{ab}^{\beta}R_{bc}^{\mu}R_{cd}^{\alpha}R_{da}^{\gamma}\exp[i(\omega_{ab}t_2+\omega_{cd}t_1+\omega_{da}t_3)]$$
$$+R_{ab}^{\beta}R_{bc}^{\alpha}R_{cd}^{\mu}R_{da}^{\gamma}\exp[i(\omega_{ab}t_2+\omega_{bc}t_1+\omega_{da}t_3)]$$
$$-R_{ab}^{\gamma}R_{bc}^{\mu}R_{cd}^{\alpha}R_{da}^{\beta}\exp[i(\omega_{ab}t_3+\omega_{cd}t_1+\omega_{da}t_2)]$$
$$+R_{ab}^{\gamma}R_{bc}^{\alpha}R_{cd}^{\mu}R_{da}^{\beta}\exp[i(\omega_{ab}t_3+\omega_{bc}t_1+\omega_{da}t_2)]$$
$$+R_{ab}^{\gamma}R_{bc}^{\beta}R_{cd}^{\mu}R_{da}^{\alpha}\exp[i(\omega_{ab}t_3+\omega_{bc}t_2+\omega_{da}t_1)]$$
$$-R_{ab}^{\gamma}R_{bc}^{\beta}R_{cd}^{\alpha}R_{da}^{\mu}\exp[i(\omega_{ab}t_3+\omega_{bc}t_2+\omega_{cd}t_1)]\quad(10\text{-}172)$$

式中已利用ρ_{aa}^0代替$(\hat{\rho}_0)_{aa}$，R_{ab}^{μ}代替$(\hat{R}_{\mu})_{ab}$等。

因为通常只需考虑到三阶非线性电极化的效应，故从实际考虑出发，讨论到三阶非线性电极化率已足够。当然，对于更高阶的非线性电极化率张量元素中的迹也可以按上述方法求得。

电极化率张量元素的表示式

组合（10-137）式，（10-165）式和（10-170）式，给出一阶电极化率张量元素的表示式为

$$\chi_{\mu\alpha}^{(1)}(\omega) = -\frac{n}{\varepsilon_0}(i\hbar)^{-1}\int_{-\infty}^{0}dt_1\Big\{\sum_{ab}\rho_{aa}^0R_{ab}^{\mu}R_{ba}^{\alpha}\exp[-i(\omega+\omega_{ab})t_1]$$
$$-\sum_{ab}\rho_{aa}^0R_{ab}^{\alpha}R_{ba}^{\mu}\exp[-i(\omega-\omega_{ab})t_1]\Big\}\quad(10\text{-}173)$$

式中$n=\dfrac{M}{V}$是分子密度。在对上式积分时可以看到，当ω是实数时，$\chi_{\mu\alpha}^{(1)}(\omega)$不是收敛的。但当频率取在上半个复数频率平面内时，积分则是收敛的。在这情况下，（10-173）式变为

$$\chi_{\mu\alpha}^{(1)}(\omega) = -\frac{n}{\varepsilon_0\hbar}\sum_{ab}\rho_{aa}^0\left[\frac{R_{ab}^{\mu}R_{ba}^{\alpha}}{\omega+\omega_{ab}}-\frac{R_{ab}^{\alpha}R_{ba}^{\mu}}{\omega-\omega_{ab}}\right]\quad(10\text{-}174)$$

同样，利用（10-142）式，（10-165）式和（10-171）式求得

$$\chi_{\mu\alpha\beta}^{(2)}(\omega_1,\omega_2) = \frac{\hat{S}}{2}\frac{n}{\varepsilon_0\hbar^2}\sum_{abc}\rho_{aa}^0$$
$$\times\Big\{\frac{R_{ab}^{\mu}R_{bc}^{\alpha}R_{ca}^{\beta}}{(\omega_2+\omega_{ac})(\omega_1+\omega_2+\omega_{ab})}-\frac{R_{ab}^{\alpha}R_{bc}^{\mu}R_{ca}^{\beta}}{(\omega_2+\omega_{ac})(\omega_1+\omega_2+\omega_{ba})}$$
$$-\frac{R_{ab}^{\beta}R_{bc}^{\mu}R_{ca}^{\alpha}}{(\omega_2+\omega_{ba})(\omega_1+\omega_2+\omega_{bc})}+\frac{R_{ab}^{\beta}R_{bc}^{\alpha}R_{ca}^{\mu}}{(\omega_2+\omega_{ba})(\omega_1+\omega_2+\omega_{ca})}\Big\}\quad(10\text{-}175)$$

因为式中含有对称化算符$\hat{S}$，因此式中任何一项在$\alpha\omega_1$和$\beta\omega_2$对易下并不影响最后结果。现在将（10-175）式第三项中的$\alpha\omega_1$和$\beta\omega_2$对易并与第二项相加，最后求得二阶极化率张量元素为

$$\chi_{\mu\alpha\beta}^{(2)}(\omega_1,\omega_2) = \frac{\hat{S}}{2}\frac{n}{\varepsilon_0\hbar^2}\sum_{abc}\rho_{aa}^0$$
$$\times\Big\{\frac{R_{ab}^{\mu}R_{bc}^{\alpha}R_{ca}^{\beta}}{(\omega_{ba}-\omega_1-\omega_2)(\omega_{ca}-\omega_2)}+\frac{R_{ab}^{\alpha}R_{bc}^{\mu}R_{ca}^{\beta}}{(\omega_{ba}+\omega_1)(\omega_{ca}-\omega_2)}$$

$$-\frac{R^{\alpha}_{ab}R^{\beta}_{bc}R^{\mu}_{ca}}{(\omega_{ba}+\omega_1)(\omega_{ca}+\omega_1+\omega_2)}\Bigg\}$$

利用相同的方法和步骤，由（10-144）式，（10-165）式和（10-172）式不难求得三阶非线性电极化率张量元素 [5]

$$\chi^{(3)}_{\mu\alpha\beta\gamma}(\omega_1,\omega_2,\omega_3)=\frac{\hat{S}}{6\varepsilon_0}\frac{n}{\hbar^3}\sum_{abcd}\rho^0_{aa}$$

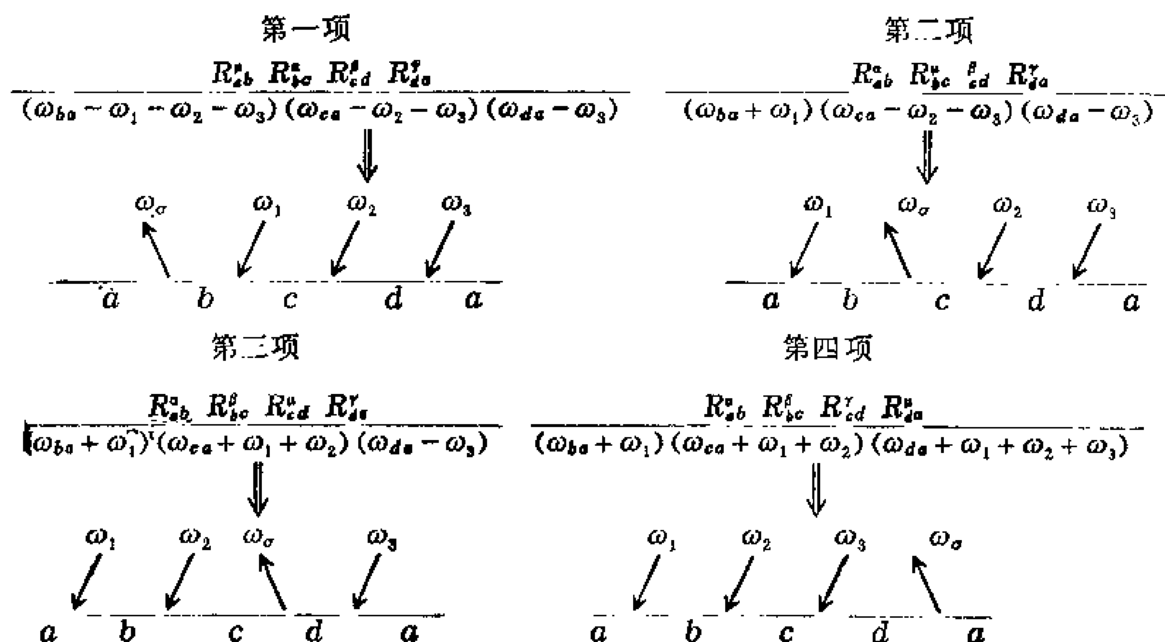
$$\times\Bigg\{\frac{R^{\mu}_{ab}R^{\alpha}_{bc}R^{\beta}_{cd}R^{\gamma}_{da}}{(\omega_{ba}-\omega_1-\omega_2-\omega_3)(\omega_{ca}-\omega_2-\omega_3)(\omega_{da}-\omega_3)}$$

$$+\frac{R^{\alpha}_{ab}R^{\mu}_{bc}R^{\beta}_{cd}R^{\gamma}_{da}}{(\omega_{ba}+\omega_1)(\omega_{ca}-\omega_2-\omega_3)(\omega_{da}-\omega_3)}$$

$$+\frac{R^{\alpha}_{ab}R^{\beta}_{bc}R^{\mu}_{cd}R^{\gamma}_{da}}{(\omega_{ba}+\omega_1)(\omega_{ca}+\omega_1+\omega_2)(\omega_{da}-\omega_3)}$$

$$+\frac{R^{\alpha}_{ab}R^{\beta}_{bc}R^{\gamma}_{cd}R^{\mu}_{da}}{(\omega_{ba}+\omega_1)(\omega_{ca}+\omega_1+\omega_2)(\omega_{da}+\omega_1+\omega_2+\omega_3)}\Bigg\}\quad(10\text{-}177)$$

下面我们利用一种图示的方法可以很容易地给出任意阶电极化率张量元素的表示式。我们用向下的箭头表示正的频率，并对应于光子的湮没；用向上的箭头表示负的频率，并对应于光子的产生。这样，在（10-177）式的分母中形式为 $\hbar(\omega_{b_n a}-\omega_n)$ 的因子，表示粒子从态 b_n 跃迁到态 a 时，粒子向辐射场中发射一个频率为 ω_n 的光子。例如（10-177）式分母中的 $\omega_{ba}-\omega_1-\omega_2-\omega_3$ 的因子，表示粒子从态 b 跃迁到态 a 时，产生一个频率为 $\omega_1+\omega_2+\omega_3$ 的光子，并用向上的箭头表示，以频率 $\omega_\sigma=-(\omega_1+\omega_2+\omega_3)$ 表征。又如 $\omega_{ca}-\omega_2-\omega_3$ 的因子，表示粒子从态 c 跃迁到态 a 时，产生一个频率为 $\omega_2+\omega_3$ 的光子，这等价于一个频率为 ω_σ 的光子和一个频率为 ω_1 的光子能量之差。于是（10-177）式求和号后各项可用如下的图解表示：



由此很容易写出任意阶例如 r 阶电极化率张量元素 $\chi^{(r)}_{\mu\alpha_1\alpha_2\cdots\alpha_r}(\omega_1,\ \omega_2\cdots\omega_r)$ 为

$$\chi^{(r)}_{\mu\alpha_1\alpha_2\cdots\alpha_r}(\omega_1,\ \omega_2,\ \cdots\omega_r)=\frac{\hat{S}}{r!\,\varepsilon_0}\frac{n}{(\hbar)^r}\sum_{ab_1b_2\cdots b_r}\rho^0_{aa}$$

$$\times\left\{\frac{R^{\mu}_{ab_1}R^{\alpha_1}_{b_1b_2}R^{\alpha_2}_{b_2b_3}\cdots R^{\alpha_r}_{b_ra}}{(\omega_{b_1a}-\omega_1-\omega_2\cdots-\omega_r)(\omega_{b_2a}-\omega_2-\omega_3\cdots-\omega_r)\cdots(\omega_{b_ra}-\omega_r)}\right.-$$

$$+\cdots\cdots$$

$$\left.+\frac{R^{\alpha_1}_{ab_1}R^{\alpha_2}_{b_1b_2}R^{\alpha_3}_{b_2b_3}\cdots R^{\mu}_{b_ra}}{(\omega_{b_1a}+\omega_1)(\omega_{b_2a}+\omega_1+\omega_2)(\omega_{b_3a}+\omega_1+\omega_2+\omega_3)\cdots(\omega_{b_ra}+\omega_1+\cdots\omega_r)}\right\}$$

(10-178)

七、电极化率张量的性质

在五中我们已经说明电极化率张量元素具有本征对易对称性。在这里将首先说明电极化率张量具有比本征对易对称性更一般的所谓完全对易对称性，然后介绍克莱曼对称性和时间反转对称性，最后讨论电极化率张量的空间对称性。

完全对易对称性

由（10-174）式的一阶电极化率张量元素的表示式可以看出，如果交换指标 α 和 μ，并用 $-\omega$ 代替 ω 时，即在 $\alpha\omega\longleftrightarrow\mu(-\omega)$ 的情况下，（10-174）式右边的结果不变，这时有

$$\chi^{(1)}_{\alpha\mu}(-\omega)=\chi^{(1)}_{\mu\alpha}(\omega)\tag{10-179}$$

这就是一阶电极化率张量元素的完全对易对称性。同样，由（10-175）式的二阶电极化率张量元素的表示式出发，如令 $\omega_0=-(\omega_1+\omega_2)$，并对式中第一项作 $(\mu\omega_0,\ \alpha\omega_1,\ \beta\omega_2)\longleftrightarrow(\alpha\omega_1,\ \mu\omega_0,\ \beta\omega_2)$ 的对易，则式中第二项可由第一项求得。如再对式中第一项作 $(\mu\omega_0,\ \alpha\omega_1,\ \beta\omega_2)\longleftrightarrow(\mu\omega_0,\ \alpha\omega_1,\ \beta\omega_2)$ 的对易，这就是恒等对易，对易后仍是式中第一项。如再对式中第一项作 $(\mu\omega_0,\ \alpha\omega_1,\ \beta\omega_2)\longleftrightarrow(\alpha\omega_1,\ \beta\omega_2,\ \mu\omega_0)$ 的对易，则式中最后一项也可由第一项求得。又因为（10-175）式中包括本征对易对称化算符 $\hat{S}$，即包括配对 $\alpha\omega_1\longleftrightarrow\beta\omega_2$ 的项。这样，（10-175）式大括号中实际上有六项，这六项都可以从第一项在配对 $\mu\omega_0$、$\alpha\omega_1$ 和 $\beta\omega_2$ 的各种可能的对易下求得，所以（10-175）式可写成更加简单的形式为：

$$\chi^{(2)}_{\mu\alpha\beta}(\omega_1,\omega_2)=\hat{S}_T\frac{n}{2\varepsilon_0\hbar^2}\sum_{abc}\rho^0_{aa}\frac{R^{\mu}_{ab}R^{\alpha}_{bc}R^{\beta}_{ca}}{(\omega_{ba}-\omega_1-\omega_2)(\omega_{ca}-\omega_2)}\tag{10-180}$$

式中 $\hat{S}_T$ 是完全对易对称化算符，它表示（10-108）式在配对 $\mu\omega_0$，$\alpha\omega_1$ 和 $\beta\omega_2$ 所有六种可能的对易下所得到的项求和，因而在任何一种对易下，$\chi^{(2)}_{\mu\alpha\beta}(\omega_1,\ \omega_2)$ 是不变的，这就是二阶非线性电极化率张量元素的完全对易对称性。如有

$$\begin{aligned}\chi^{(2)}_{\mu\alpha\beta}(\omega_1,\omega_2)&=\chi^{(2)}_{\alpha\mu\beta}(\omega_0,\ \omega_2)=\chi^{(2)}_{\beta\alpha\mu}(\omega_1,\ \omega_0)\\&=\chi^{(2)}_{\mu\beta\alpha}(\omega_2,\ \omega_1)=\chi^{(2)}_{\alpha\beta\mu}(\omega_2,\ \omega_0)=\chi_{\beta\mu\alpha}(\omega_0,\ \omega_1)\end{aligned}\tag{10-181}$$

再由（10-181）式的三阶非线性电极化率张量元素的表示式出发，并令 $\omega_0=-(\omega_1+\omega_2+\omega_3)$，则在配对 $\mu\omega_0$，$\alpha\omega_1$，$\beta\omega_2$ 和 $\gamma\omega_3$ 作如下的对易，如 $(\alpha\omega_1,\ \mu\omega_0,\beta\omega_2,\gamma\omega_3)\longleftrightarrow(\mu\omega_0,\ \alpha\omega_1,\ \beta\omega_2,\ \gamma\omega_3)$，$(\alpha\omega_1,\ \beta\omega_2,\ \mu\omega_0,\ \gamma\omega_3)\longleftrightarrow(\mu\omega_0,\ \alpha\omega_1,\ \beta\omega_2,\ \gamma\omega_3)$，$(\alpha\omega_1,\ \beta\omega_2,\ \gamma\omega_3,\ \mu\omega_0)\longleftrightarrow(\mu\omega_0,\ \alpha\omega_1,\ \beta\omega_2,\ \gamma\omega_3)$，分别由第一项得第二项，第三项和第四项，再包括恒等对易共有四种对易。同理，因为（10-177）式中含有本征对称性算符 $\hat{S}$，式中每一项对应有配对 $\alpha\omega_1$，$\beta\omega_2$ 和 $\gamma\omega_3$ 的六种可能的对易。这样，展开（10-177）式时总共有 24 项，所以（10-177）式可改写为

$$\chi^{(3)}_{\mu\alpha\beta\gamma}(\omega_1,\ \omega_2,\ \omega_3)=\hat{S}_T\frac{n}{3!\varepsilon_0\hbar^3}\sum_{abcd}\rho^0_{aa}$$

$$\times\left[\frac{R^{\mu}_{ab}R^{\alpha}_{bc}R^{\beta}_{cd}R^{\gamma}_{da}}{(\omega_{ba}-\omega_1-\omega_2-\omega_3)(\omega_{ca}-\omega_2-\omega_3)(\omega_{da}-\omega_3)}\right] \tag{10-182}$$

式中$\widehat{S}_T$是完全对易对称性算符，它表示（10-182）式中的项在配对$\mu\omega_0$，$\alpha\omega_1$，$\beta\omega_2$和$\gamma\omega_3$所有24种对易下所得到的项求和。显然，在任何一种对易下，$\chi^{(3)}_{\mu\alpha\beta\gamma}(\omega_1,\ \omega_2,\omega_3)$是不变的。如

$$\chi^{(3)}_{\mu\alpha\beta\gamma}(\omega_1,\ \omega_2,\ \omega_3)=\chi^{(3)}_{\alpha\mu\beta\gamma}(\omega_0,\ \omega_2,\ \omega_3)=\cdots \tag{10-183}$$

这就是三阶非线性电极化率张量元素的完全对易对称性。

最后，可以立即将以上结果推广到r阶非线性电极化率张量元素的情况中去，即有

$$\chi^{(r)}_{\mu\alpha_1\alpha_2\cdots\alpha_r}(\omega_1,\ \omega_2\cdots\omega_r)=\widehat{S}_T\frac{n}{\varepsilon_0 r!\hbar^r}\sum_{ab_1\cdots b_r}\rho^0_{aa}$$

$$\times\frac{R^{\mu}_{ab_1}R^{\alpha}_{b_1b_2}\cdots\cdots R^{\alpha}_{b_ra}}{D(a,\ b_1\cdots\cdots b_r;\omega_1\cdots\cdots\omega_r)} \tag{10-184}$$

式中

$$D(a_1,\ b_1\cdots b_r;\omega_1\cdots\omega_r)$$
$$=(\omega_{b_1a}-\omega_1-\omega_2\cdots-\omega_r)(\omega_{b_2a}-\omega_2-\omega_3\cdots-\omega_r)\cdots(\omega_{b_ra}-\omega_r) \tag{10-185}$$

克莱曼对称性

克莱曼已经证明，如果在ω_1，ω_2和ω_3的频率范围内，媒质是无耗的，并且折射率的色散现象可以忽略不计的情况下，二阶非线性电极化率张量元素$\chi^{(2)}_{\mu\alpha\beta}(-\omega_3,\ \omega_1,\ \omega_2)$对所有指标，特别是对后面两个指标是对称的。因为这种对称性首先由克莱曼研究，故名克莱曼对称性。当二阶非线性电极化率张量元素$\chi^{(2)}_{ijk}$对后面两个指标对称的情况下，常常用符号d_{il}来表示，l代表一对指标j和k。在这种记号下，i的值取1，2和3，分别对应于$x\longleftrightarrow 1$，$y\longleftrightarrow 2$，$z\longleftrightarrow 3$。l的值取1到6，分别对应于

$xx\longleftrightarrow 1$　　$yy\longleftrightarrow 2$　　$zz\longleftrightarrow 3$

zy或$yz\longleftrightarrow 4$　　zx或$xz\longleftrightarrow 5$　　xy或$yx\longleftrightarrow 6$

电极化率张量元素的时间反演对称性

电极化率张量的时间反转对称性是由于哈密顿在时间反转下不变所引起的另一种对称性。如果粒子是无自旋的，并不受恒定磁场的作用，则$\widehat{H}_0$中只包含动能项和相互作用势能，后者是坐标r_{ia}的实函数，因此$\widehat{H}_0$在时间反转下是不变的（如考虑粒子的自旋，并不影响电极化率张量的时间反转对称性，但需要更复杂的处理）由能量本征值方程$\widehat{H}_0u(a,\ r)=E_au(a,\ r)$可选择本征函数$u(a,\ r)$为实数。这样，电偶极矩矩阵元素

$$R^{\alpha}_{ab}=\int u^*(a,\ r)\widehat{R}^{\alpha}u(b,\ r)d\tau \tag{10-186}$$

等都是实数

又（10-184）式中的ρ^0_{aa}按（10-166）式为$\rho^0_{aa}=A^{\frac{1}{N}}\exp(-E_a/kT)$，式中$A=[Tr\{\exp(-\widehat{H}_0/kT)\}]^{-1}$，因为哈密顿$\widehat{H}_0$是实数，所以$A$也是实数。这样，密度算符矩阵元$\rho^0_{aa}$又是实数。此外，（10-184）式中跃迁频率$\omega_{ba}$等也都是实数。

由此可见，如果取（10-184）式的复数共轭时，其结果仅仅是用$\omega_1\cdots\cdots\omega_r$的复数共轭$\omega_1^*$，$\omega_2^*\cdots\cdots\omega_r^*$分别代替$\omega_1\cdots\cdots\omega_r$，即有

$$[\chi^{(r)}_{\mu\alpha_1\alpha_2\cdots\alpha_r}(\omega_1\ \omega_2\cdots\cdots\omega_r)]^*$$

$$= \chi^{(r)}_{\mu\alpha_1\cdots\alpha_r}(\omega_1^* \omega_2^* \cdots\cdots \omega_r^*) \tag{10-187}$$

考虑到电极化率张量的真实性条件

$$[\chi^{(r)}_{\mu\alpha_1\alpha_2\cdots\alpha_r}(\omega_1 \ \omega_2\cdots\cdots\omega_r)]^*$$
$$= \chi^{(r)}_{\mu\alpha_1\alpha_2\cdots\alpha_r}(-\omega_1^* - \omega_2^* \cdots\cdots - \omega_r^*) \tag{10-188}$$

比较（10-187）式和（10-188）式，给出

$$\chi^{(r)}_{\mu\alpha_1\alpha_2\cdots\alpha_r}(\omega_1^* \ \ \omega_2^* \cdots\cdots \omega_r^*) = \chi^{(r)}_{\mu\alpha_1\alpha_2\cdots\alpha_r}(-\omega_1^* \ \ -\omega_2^* \cdots -\omega_r^*) \tag{10-189}$$

或

$$\chi^{(r)}_{\mu\alpha_1\alpha_2\cdots\alpha_r}(\omega_1 \ \ \omega_2\cdots\cdots\omega_r)$$
$$= \chi^{(r)}_{\mu\alpha_1\alpha_2\cdots\alpha_r}(-\omega_1 \ \ -\omega_2\cdots\cdots-\omega_r) \tag{10-190}$$

这表示当所有频率 ω_1，ω_2，$\cdots\omega_r$ 都用它们的负值代替时，$\underline{\chi}^{(r)}$ 是不变的，这种对称性就称为电极化率张量的时间反转对称性。根据电极化率张量的这种性质，我们可以得到一个十分重要的结论，即一阶电极化率张量是一个对称张量。因为 $\chi^{(1)}_{\mu\alpha}(\omega) = \chi^{(1)}_{\mu\alpha}(-\omega)$，又 $\chi^{(1)}_{\mu\alpha}(\omega) = \chi^{(1)}_{\alpha\mu}(-\omega)$，所以 $\chi^{(1)}_{\mu\alpha}(-\omega) = \chi^{(1)}_{\alpha\mu}(-\omega)$ 或 $\chi^{(1)}_{\mu\alpha}(\omega) = \chi^{(1)}_{\alpha\mu}(\omega)$。

电极化率张量的空间对称性

因为晶体有一定的形状，即晶体具有空间对称性。这对电极化率张量 $\underline{\chi}^{(1)}$，$\underline{\chi}^{(2)}$ 和 $\underline{\chi}^{(3)}$ 等都给予限制，例如 $\underline{\chi}^{(2)}$ 的元素本身应有 27 个，但由于空间对称性，非零元素≤27 个，对称性愈高，非零元素愈少。我们可以从晶体的对称性出发，通过对称变换，电极化率张量不变的规律，求出不同晶体类型的电极化率张量的具体形式。晶体类型为数并不多，总共只有 32 种典型的宏观对称类型，分属七大晶系。对于各晶类的一阶，二阶和三阶电极化率张量都已求出并列成表，见表 10-1，10-2，10-3。

表 10-1 七类晶系和各向同性媒质的一阶电极化率张量 $\underline{\chi}^{(1)}(\omega)$ 的具体形式，每一个元素只用其指标表示，括号内的数字表示非零的独立元素的数目。

①三斜晶系

$$\begin{bmatrix} XX & XY & ZX \\ XY & YY & YZ \\ ZX & YZ & ZZ \end{bmatrix} \quad (6)$$

②单斜晶系

$$\begin{bmatrix} XX & 0 & ZX \\ 0 & YY & 0 \\ ZX & 0 & ZZ \end{bmatrix} \quad (4)$$

③正交晶系

$$\begin{bmatrix} XX & 0 & 0 \\ 0 & YY & 0 \\ 0 & 0 & ZZ \end{bmatrix} \quad (3)$$

④正方晶系

$$\begin{bmatrix} XX & 0 & 0 \\ 0 & XX & 0 \\ 0 & 0 & ZZ \end{bmatrix} \quad (2)$$

⑤三角晶系

$$\begin{bmatrix} XX & 0 & 0 \\ 0 & XX & 0 \\ 0 & 0 & ZZ \end{bmatrix} \quad (2)$$

⑥六角晶系

$$\begin{bmatrix} XX & 0 & 0 \\ 0 & XX & 0 \\ 0 & 0 & ZZ \end{bmatrix} \quad (2)$$

⑦立方晶系

$$\begin{bmatrix} XX & 0 & 0 \\ 0 & XX & 0 \\ 0 & 0 & XX \end{bmatrix} \quad (1)$$

各向同性媒质

$$\begin{bmatrix} XX & 0 & 0 \\ 0 & XX & 0 \\ 0 & 0 & XX \end{bmatrix} \quad (1)$$

表 10-2 七类晶系和各向同性媒质的二阶电极化率张量 $\underline{x}^{(2)}(\omega_1, \omega_2)$ 的具体形式，表中没有列出具有中心对称的那些晶类，因为具有中心对称的晶类的二阶电极化率张量恒等于零。同样，每一元素只用它们的指标表示，并用一横线表示负值。括号内的数字也表示独立非零元素的数目。

①三斜晶系

晶类 1 (C_1)

$$\begin{bmatrix} XXX & XYY & XZZ & XYZ & XZY & XZX & XXZ & XXY & XYX \\ YXX & YYY & YZZ & YYZ & YZY & YZX & YXZ & YXY & YYX \\ ZXX & ZYY & ZZZ & ZYZ & ZZY & ZZX & ZXZ & ZXY & ZYX \end{bmatrix} \quad (27)$$

②单斜晶系

晶类 2 (C_2)

$$\begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & XYZ & XZY & 0 & 0 & XXY & XYX \\ YXX & YYY & YZZ & 0 & 0 & YZX & YXZ & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & ZYZ & ZZY & 0 & 0 & ZXY & ZYX \end{bmatrix} \quad (13)$$

晶类 m (C_s)

$$\begin{bmatrix} XXX & XYY & XZZ & 0 & 0 & XZX & XXZ & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & YYZ & YZY & 0 & 0 & YXY & YYX \\ ZXX & ZYY & ZZZ & 0 & 0 & ZZX & ZXZ & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (14)$$

③正交晶系

晶类 222 ($D_2(V)$)

$$\begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & XYZ & XZY & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & YZX & YXZ & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & ZXY & ZYX \end{bmatrix} \quad (6)$$

晶类 $mm2$ (C_{2v})

$$\begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & XZX & XXZ & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & YYZ & YZY & 0 & 0 & 0 & 0 \\ ZXX & ZYY & ZZZ & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (7)$$

④正方晶系

晶类 4 (C_4)

$$\begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & XYZ & XZY & XZX & XXZ & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & XXZ & XZX & \overline{XZY} & \overline{XYZ} & 0 & 0 \\ ZXX & ZXX & ZZZ & 0 & 0 & 0 & 0 & ZXY & \overline{ZXY} \end{bmatrix} \quad (7)$$

晶类 $\overline{4}$ (S_4)

$$\begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & XYZ & XZY & XZX & XXZ & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \overline{XXZ} & \overline{XZX} & XZY & XYZ & 0 & 0 \\ ZXX & \overline{ZXX} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & ZXY & ZXY \end{bmatrix} \quad (6)$$

晶类 422 (D_4)

$$\begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & XYZ & XZY & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \overline{XZY} & \overline{XYZ} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & ZXY & \overline{ZXY} \end{bmatrix} \quad (3)$$

晶类 $4mm$ (C_{4v})

$$\begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & XZX & XXZ & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & XXZ & XZX & 0 & 0 & 0 & 0 \\ ZXX & ZXX & ZZZ & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (4)$$

晶类 $\bar{4}2m$

$$\begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & XYZ & XZY & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & XZY & XYZ & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & ZXY & ZXY \end{bmatrix} \quad (3)$$

⑤三角晶系

晶类 3 (C_3)

$$\begin{bmatrix} XXX & \overline{XXX} & 0 & XYZ & XZY & XZX & XXZ & \overline{YYY} & \overline{YYY} \\ \overline{YYY} & YYY & 0 & XXZ & XZX & \overline{XZY} & \overline{XYZ} & \overline{XXX} & \overline{XXX} \\ ZXX & ZXX & ZZZ & 0 & 0 & 0 & 0 & ZXY & \overline{ZXY} \end{bmatrix} \quad (9)$$

晶类 32 (D_3)

$$\begin{bmatrix} XXX & \overline{XXX} & 0 & XYZ & XZY & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \overline{XZY} & \overline{XYZ} & \overline{XXX} & \overline{XXX} \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & ZXY & \overline{ZXY} \end{bmatrix} \quad (4)$$

晶类 $3m$ (C_{3v})

$$\begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & XZX & XXZ & \overline{YYY} & \overline{YYY} \\ \overline{YYY} & YYY & 0 & XXZ & XZX & 0 & 0 & 0 & 0 \\ ZXX & ZXX & ZZZ & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (5)$$

⑥六角晶系

晶类 6 (C_6)

$$\begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & XYZ & XZY & XZX & XXZ & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & XXZ & XZX & \overline{XZY} & \overline{XYZ} & 0 & 0 \\ ZXX & ZXX & ZZZ & 0 & 0 & 0 & 0 & ZXY & \overline{ZXY} \end{bmatrix} \quad (7)$$

晶类 $\bar{6}$ (C_{3h})

$$\begin{bmatrix} XXX & \overline{XXX} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \overline{YYY} & \overline{YYY} \\ \overline{YYY} & YYY & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \overline{XXX} & \overline{XXX} \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (2)$$

晶类 622 (D_6)

$$\begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & XYZ & XZY & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \overline{XZY} & \overline{XYZ} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & ZXY & \overline{ZXY} \end{bmatrix} \quad (3)$$

晶类 $6mm$ (C_{6v})

$$\begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & XZX & XXZ & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & XXZ & XZX & 0 & 0 & 0 & 0 \\ ZXX & ZXX & ZZZ & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (4)$$

晶类$\overline{6}m2$ (D_{3h})

$$\begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \overline{YYY} & \overline{YYY} \\ \overline{YY}Y & YYY & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (1)$$

⑦立方晶系

晶类 432 (o)

$$\begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & XYZ & \overline{XYZ} & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & XYZ & \overline{XYZ} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & XYZ & XYZ \end{bmatrix} \quad (1)$$

晶 $\overline{4}3m$

$$\begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & XYZ & XYZ & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & XYZ & XYZ & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & XYZ & XYZ \end{bmatrix} \quad (1)$$

晶类 23 (T)

$$\begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & XYZ & XZY & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & XYZ & XZY & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & XYZ & XZY \end{bmatrix} \quad (2)$$

从表 10-2 可知，在 32 种宏观对称类型中，只有 21 种晶体对称类型没有反演对称性。

表 10-3 32种晶类和各向同性媒质的三阶电极化率张量 $\underline{x}^{(3)}(\omega_1, \omega_2, \omega_3)$的形式，每一个元素只用它们的指标表示，用一横线表示负值。

①三斜晶系．对于晶类 1 和 $\overline{1}$，都有 81 个独立的非零元素。

②单斜晶系：对于晶类 2，m 和 $2/m$，有 41 个独立的非零元素。指标都相同的三个；指标成对相同的 18 个元素；有两个 Y 指标，一个 X 和一个 Z 指标的 12 个元素；有三个 X 的指标和一个 Z 指标的 4 个元素；有三个 Z 指标和一个 X 指标的 4 个元素。

③正交晶系：对于晶类 222，$mm2$ 和 mmm，有 21 个独立的非零元素。指标都相同的三个；指标成对相同的 18 个元素。

④正方晶系：对于晶类 4，$\overline{4}$ 和 $4/m$，有 41 个非零元素，其中有 21 个是独立的，这些元素是

$XXXX = YYYY = ZZZZ$

$ZZXX = ZZYY$	$XXYY = YYXX$	$XXZZ = YYZZ$
$XYZZ = \overline{YXZZ}$	$XXXY = \overline{YYYX}$	$ZZXY = \overline{ZZYX}$
$XYXY = YXYX$	$ZXZX = ZYZY$	$XYYX = YXXY$
$XZXZ = YZYZ$	$ZXXZ = ZYYZ$	$XZZX = YZZY$
$XXYX = \overline{YYXY}$	$XZYZ = \overline{YZXZ}$	$XYXX = \overline{YXYY}$
$ZXZY = \overline{ZYZX}$	$ZXYZ = \overline{ZYXZ}$	$XZZY = \overline{YZZX}$
$YXXX = \overline{XYYY}$		

对 422，$4mm$，$4/mmm$ 和 $\overline{4}2m$ 类晶体，有 21 个非零元素，其中仅有 11 个是独立的，这些元素是

$XXXX = YYYY$　　　$ZZZZ$

$YYZZ = ZZYY$　　$ZZXX = XXZZ$　　$XXYY = YYXX$

$YZYZ = ZYZY$　　$ZXZX = XZXZ$　　$XYXY = YXYX$

$YZZY = ZYYZ$　　$ZXXZ = XZZX$　　$XYYX = YXXY$

⑤三角晶系：对于 3 和 $\overline{3}$ 两类晶体，有 73 个非零元素，其中只有 27 个是独立的，这些元素是

$(XXYY = YYXX$

$ZZZZ$　　$XXXX = YYYY = XXYY + XYYX + XYXY$ $(XYYX = YXXY$

$(XYXY = YXYX$

$YYZZ = XXZZ$　　$ZZYY = ZZXX$　　$ZYYZ = ZXXZ$

$YZZY = XZZX$　　$YZYZ = XZXZ$　　$ZYZY = ZXZX$

$XYZZ = \overline{YXZZ}$　　$ZZXY = \overline{ZZYX}$　　$ZXYZ = \overline{ZYXZ}$

$XZZY = \overline{YZZX}$　　$XZYZ = \overline{YZXZ}$　　$ZXZY = ZYZX$

$(YYXY = \overline{XXYX}$

$XXXY = YYYX = YYXY + YXYY + XYYY$ $(YXYY = \overline{XYXX}$

$(XYYY = \overline{YXXX}$

$YYYZ = \overline{YXXZ} = \overline{XYXZ} = \overline{XXYZ}$　　$YYZY = \overline{YXZX} = \overline{XYZX} = \overline{XXZY}$

$YZYY = \overline{YZXX} = \overline{XZYX} = \overline{XZXY}$　　$ZYYY = \overline{ZYXX} = \overline{ZXYX} = \overline{ZXXY}$

$XXXZ = \overline{XYYZ} = \overline{YXYZ} = \overline{YYXZ}$　　$ZXXX = \overline{ZXYY} = \overline{ZYXY} = \overline{ZYYX}$

$XXZX = \overline{XYZY} = \overline{YXZY} = \overline{YYZX}$　　$XZXX = \overline{XZYY} = \overline{YZXY} = \overline{YZYX}$

对于 $3m$，$\overline{3}\,2/m$ 和 32 三类晶类，有 37 个非零元素，其中只有 14 个是独立的，这些元素是：

$ZZZZ$　　$XXXX = YYYY = KXYY + XYXY + XYYX$　　$(XXYY = YYXX$

$(XYYX = YXXY$

$(XYXY = YXYX$

$YYZZ = XXZZ$　　$ZZYY = ZZXX$　　$ZYYZ = ZXXZ$

$YZZY = XZZX$　　$YZYZ = XZXZ$　　$ZYZY = ZXZX$

$YYYZ = \overline{YXXZ} = \overline{XYXZ} = \overline{XXYZ}$　　$YYZY = \overline{YXZX} = \overline{XYZX} = \overline{XXZY}$

$YZYY = \overline{YZXX} = \overline{XZYX} = \overline{XZXY}$　　$ZYYY = \overline{ZYXX} = \overline{ZXYX} = \overline{ZXXY}$

⑥六角晶系：对于 6，$\overline{6}$ 和 $6/m$ 三类晶类，有 41 个非零元素，其中仅有 19 个是独立的，这些元素是

$(XXYY = YYXX$

$ZZZZ$　　$XXXX = YYYY = XXYY + XYYX + XYXY$ $(XYYX = YXXY$

$(XYXY = YXYX$

$YYZZ = XXZZ$　　$ZZYY = ZZXX$　　$ZYYZ = ZXXZ$

$YZZY = XZZX$　　$YZYZ = XZXZ$　　$ZYZY = ZXZX$

$XYZZ = \overline{YXZZ}$　　$ZZXY = \overline{ZZYX}$　　$ZXYZ = \overline{ZYXZ}$

$XZZY = \overline{YZZX}$　　$XZYZ = \overline{YZXZ}$　　$ZXZY = \overline{ZYZX}$

$(YYXY = \overline{XXYX}$

$XXXY = YYYX = XYYY + YXYY + YYXY$ $(YXYY = \overline{XYXX}$

$(XYYY = \overline{YXXX}$

对于622，6 mm，6/mmm 和 $\bar{6}m2$ 四类晶类，有21个非零元素，其中仅有10个是独立的，这些元素是

$ZZZZ$

$$XXXX = YYYY = XXYY + XYYX + XYXY \begin{cases} XXYY = YYXX \\ XYYX = YXXY \\ XYXY = YXYX \end{cases}$$

$YYZZ = XXZZ \quad ZZYY = ZZXX \quad ZYYZ = ZXXZ$

$YZZY = XZZX \quad YZYZ = XZXZ \quad ZYZY = ZXZX$

⑦立方晶系：对于23和 $m3$ 两类晶类有21个非零元素，其中只有7个是独立的，这些元素是

$XXXX = YYYY = ZZZZ \quad YYZZ = ZZXX = XXYY$

$ZZYY = XXZZ = YYXX \quad YZYZ = ZXZX = XYXY$

$ZYZY = XZXZ = YXYX \quad YZZY = ZXXZ = XYYX$

$ZYYZ = XZZX = YXXY$

对于432，$\bar{4}3m$ 和 $m3m$ 三类晶类，有21个非零元素，其中只有4个是独立的，这些元素是

$XXXX = YYYY = ZZZZ$

$YYZZ = ZZYY = ZZXX = XXZZ = XXYY = YYXX$

$YZYZ = ZYZY = ZXZX = XZXZ = XYXY = YXYX$

$YZZY = ZYYZ = ZXXZ = XZZX = XYYX = YXXY$

⑧各向同性媒质：有21个非零元素，其中只有3个是独立的，这些元素是

$XXXX = YYYY = ZZZZ \qquad XXXX = XXYY + XYXY + XYYX$

$YYZZ = ZZYY = ZZXX = XXZZ = XXYY = YYXX$

$YZYZ = ZYZY = ZXZX = XZXZ = XYXY = YXYX$

$YZZY = ZYYZ = ZXXZ = XZZX = XYYX = YXXY$

由三阶电极化率张量的表10-3可见，在32类晶类中，按三阶电极化率张量的形式分成11个不同的群，每一群的 $\underset{\sim}{\chi}^{(3)}$ 的形式是相同的。

八、分子间弱相互作用的效应

在七中我们根据五所得到的关于第 r 阶非线性电极化率张量元素的一般表示式(10-184)式，求得在完全忽略分子间相互作用条件下的，独立的，不可区分的，取向完全相同的全同粒子的各阶电极化率张量元素的表示式（10-180）式，（10-182）式以及（10-184）式。在这里，我们要讨论如果分子间有弱的相互作用时，电极化率张量元素的表示式如何修正。对于分子间相互作用很强的情况，则必须利用（10-145）式的一般表示式。

在各阶电极化率张量元素中，都含有对应于不同能态之间跃迁的共振频率，例如 ω_{ab} 等。$\omega_{ab} = \dfrac{E_a - E_b}{\hbar}$，$E_a$ 和 E_b 分别为单个分子能态 a 和能态 b 的能量。如果现在考虑到分子之间有弱的相互作用，会引起单个分子能级的位置的一个不确定量，这个不确定量的大小

与分子间相互作用能量的量级相同。设能态 a 的能量 $E_a=\hbar\omega_a$ 的不确定量为 $\hbar\Gamma_a$，能态 b 的能量 $E_b=\hbar\omega_b$ 的不确定量为 $\hbar\Gamma_b$，则在分子能态 a 和能态 b 之间的跃迁频率的不确定量为 $\Gamma_{ab}=\Gamma_a+\Gamma_b=\Gamma_{ba}$。这表示在分子能态 a 和 b 之间跃迁的共振频率有一定的宽度，此宽度的数量级为 $\Gamma_{ab}=\Gamma_{ba}$。

另外，我们从量子力学中的测不准关系 $\Delta E\Delta t\geqslant\hbar$ 可知，如果能级有一个不确定量ΔE，就表明粒子在能级上有一定的寿命 Δt。按经典的振子模型来说，粒子在能级上有一定的寿命相当于振子受到一定的阻尼，这样，在振子响应的表示式中，要附加阻尼的影响。如（10-27）式的分母中附加了阻尼项（$-2ih\omega$）。

由此可见，由于分子间存在弱的耦合，其结果相当于在振子响应的表示式中，用复数频率 $\omega_{ab}\pm i\Gamma_{ab}$ 代替实数频率 ω_{ab}。至于用 $\omega_{ab}+i\Gamma_{ab}$ 还是用 $\omega_{ab}-i\Gamma_{ab}$ 代替，由因果律条件所确定，即要求电极化率张量的极点必须在下半个复数频率平面内。所以一阶、二阶和三阶电极化率张量元素现在分别为

$$\chi^{(1)}_{\mu\alpha}(\omega)=\frac{n}{\varepsilon_0\hbar}\sum_{ab}\rho^{0}_{aa}\left[\frac{R^{\mu}_{ab}R^{\alpha}_{ba}}{\omega_{ba}-\omega-i\Gamma_{ab}}+\frac{R^{\alpha}_{ab}R^{\mu}_{ba}}{\omega_{ba}+\omega+i\Gamma_{ab}}\right] \tag{10-191}$$

$$\begin{aligned}\chi^{(2)}_{\mu\alpha\beta}(\omega_1,\omega_2)=\hat{S}\frac{n}{2\varepsilon_0\hbar^2}\sum_{abc}\rho^{0}_{aa}\times\\
\times\Bigg[&\frac{R^{\mu}_{ab}R^{\alpha}_{bc}R^{\beta}_{ca}}{(\omega_{ba}-i\Gamma_{ab}-\omega_1-\omega_2)(\omega_{ca}-i\Gamma_{ac}-\omega_2)}+\\
&+\frac{R^{\alpha}_{ab}R^{\mu}_{bc}R^{\beta}_{ca}}{(\omega_{ba}+i\Gamma_{ab}+\omega_1)(\omega_{ca}-i\Gamma_{ac}-\omega_2)}\\
&+\frac{R^{\alpha}_{ab}R^{\beta}_{bc}R^{\mu}_{ca}}{(\omega_{ba}+i\Gamma_{ab}+\omega_1)(\omega_{ca}+i\Gamma_{ac}+\omega_1+\omega_2)}\Bigg]\end{aligned} \tag{10-192}$$

$$\begin{aligned}\chi^{(3)}_{\mu\alpha\beta\gamma}(\omega_1,\omega_2,\omega_3)=\hat{S}\frac{n}{6\varepsilon_0\hbar^3}\sum_{abcd}\rho^{0}_{aa}\times\\
\times\Bigg[&\frac{R^{\mu}_{ab}R^{\alpha}_{bc}R^{\beta}_{cd}R^{\gamma}_{da}}{(\omega_{ba}-i\Gamma_{ab}-\omega_1-\omega_2-\omega_3)(\omega_{ca}-i\Gamma_{ac}-\omega_2-\omega_3)(\omega_{da}-i\Gamma_{ad}-\omega_3)}\\
&+\frac{R^{\alpha}_{ab}R^{\mu}_{bc}R^{\beta}_{cd}R^{\gamma}_{da}}{(\omega_{ba}+i\Gamma_{ab}+\omega_1)(\omega_{ca}-i\Gamma_{ac}-\omega_2-\omega_3)(\omega_{da}-i\Gamma_{ad}-\omega_3)}\\
&+\frac{R^{\alpha}_{ab}R^{\beta}_{bc}R^{\mu}_{cd}R^{\gamma}_{da}}{(\omega_{ba}+i\Gamma_{ab}+\omega_1)(\omega_{ca}+i\Gamma_{ac}+\omega_1+\omega_2)(\omega_{da}-i\Gamma_{ad}-\omega_3)}\\
&+\frac{R^{\alpha}_{ab}R^{\beta}_{bc}R^{\gamma}_{cd}R^{\mu}_{da}}{(\omega_{ba}+i\Gamma_{ab}+\omega_1)(\omega_{ca}+i\Gamma_{ac}+\omega_1+\omega_2)(\omega_{da}+i\Gamma_{ad}+\omega_1+\omega_2+\omega_3)}\Bigg]\end{aligned} \tag{10-193}$$

现在，由（10-191）式可以得到

$$\chi^{(1)}_{\mu\alpha}(-\omega)=\frac{n}{\varepsilon_0\hbar}\sum_{ab}\rho^{0}_{aa}\left[\frac{R^{\mu}_{ab}R^{\alpha}_{ba}}{\omega_{ba}+\omega-i\Gamma_{ab}}+\frac{R^{\alpha}_{ab}R^{\mu}_{ba}}{\omega_{ba}-\omega+i\Gamma_{ab}}\right]$$

显然 $\chi^{(1)}_{\mu\alpha}(-\omega)\neq\chi^{(1)}_{\mu\alpha}(\omega)$。这说明在考虑了分子间相互作用以后，一阶电极化率张量的时间反演对称性就不再成立。如果频率 ω 远离共振区，即 $\omega-\omega_{ab}\gg\Gamma_{ab}$，那么这时可以将线宽 Γ_{ab} 忽略不计，从而有

$$\chi^{(1)}_{\alpha\alpha}(\omega)=\chi^{(1)}_{\mu\alpha}(-\omega)$$

这是由于电偶极矩算符是厄米算符，以及电偶极矩矩阵元素都是实数，所以有

$$R^{\mu}_{ab}=\int u^*(a,\mathbf{r})\hat{R}_{\mu}u(b,\mathbf{r})d\tau=\int[\hat{R}_{\mu}u(a,\mathbf{r})]^*u(b,\mathbf{r})d\tau$$

$$=\left[\int u^*(b,\mathbf{r})\hat{R}_{\mu}u(a,\mathbf{r})d\tau\right]^*=[R^{\mu}_{ba}]^*=R^{\mu}_{ba} \qquad (10\text{-}194)$$

因而 $R^{\mu}_{ab}R^{\alpha}_{ba}=R^{\mu}_{ba}R^{\alpha}_{ab}$。这说明在远离共振区的情况下，时间反演对称性总成立。同样分析表明当 $\Gamma_{ab}\neq0$ 时，电极化率张量的完全对易对称性不能成立，即 $\chi^{(1)}_{\mu\alpha}(\omega)\neq\chi^{(1)}_{\alpha\mu}(-\omega)$。但是可以说明，不管考虑不考虑 Γ_{ab}，线性电极化率张量 $\underline{\boldsymbol{\chi}}^{(1)}(\omega)$ 是一个对称张量，即有 $\chi^{(1)}_{\mu\alpha}(\omega)=\chi^{(1)}_{\alpha\mu}(\omega)$。

对于二阶和三级电极化率张量来说，和线性电极化率张量 $\underline{\boldsymbol{\chi}}^{(1)}(\omega)$ 一样，只有当频率 ω_1，ω_2 以及它们的组合频率远离所有跃迁频率时，线宽 Γ_{ac}，Γ_{ad} 和 Γ_{ab} 等才可忽略，从而保持电极化率张量的完全对易对称性和时间反演对称性，否则这两种对称性是不能成立的。

九、共振电极化率

在这里我们将受激喇曼过程和产生三次谐波的过程为例说明电极化率共振增强的概念，并给出在共振增加情况下的共振电极化率的表示式。

例 1　受激喇曼过程

假定现在有两个频率分别为 ω_p 和 ω_s 的场，而且满足 $\omega_p-\omega_s=\omega_{t0}$，这里 ω_{t0} 表示分子基态 0 和终态 t 之间的跃迁频率。在泵浦频率 ω_p 的场作用下，频率为 ω_s 的信号被放大，这过程就是受激拉曼过程。控制这个过程的三阶非线性电极化率张量元素为 $\chi^{(3)}_{\mu\alpha\beta\gamma}(\omega_p,-\omega_p,\omega_s)$，按六中图解表示的方法，可以立即写出为

$$\chi^{(3)}_{\mu\alpha\beta\gamma}(\omega_p,-\omega_p,\omega_s)=\frac{n}{3!\varepsilon_0\hbar^3}\hat{S}\sum_{abcd}\rho^0_{aa}\times$$

$$\times\left[\frac{R^{\mu}_{ab}R^{\alpha}_{bc}R^{\beta}_{cd}R^{\gamma}_{da}}{(\omega_{ba}-i\Gamma_{ab}-\omega_p+\omega_p-\omega_s)(\omega_{ca}-i\Gamma_{ac}+\omega_p-\omega_s)(\omega_{da}-i\Gamma_{da}-\omega_s)}+\right.$$

$$+\frac{R^{\alpha}_{ab}R^{\mu}_{bc}R^{\beta}_{cd}R^{\gamma}_{da}}{(\omega_{ba}+i\Gamma_{ab}+\omega_p)(\omega_{ca}-i\Gamma_{ac}+\omega_p-\omega_s)(\omega_{da}-i\Gamma_{da}-\omega_s)}+$$

$$+\frac{R^{\alpha}_{ab}R^{\beta}_{bc}R^{\mu}_{cd}R^{\gamma}_{da}}{(\omega_{ba}+i\Gamma_{ab}+\omega_p)(\omega_{ca}+i\Gamma_{ac}+\omega_p-\omega_p)(\omega_{da}-i\Gamma_{da}-\omega_s)}+$$

$$\left.+\frac{R^{\alpha}_{ab}R^{\beta}_{bc}R^{\gamma}_{cd}R^{\mu}_{da}}{(\omega_{ba}+i\Gamma_{ab}+\omega_p)(\omega_{ca}+i\Gamma_{ac}+\omega_p-\omega_p)(\omega_{da}+i\Gamma_{ad}+\omega_p-\omega_p+\omega_s)}\right] \qquad (10\text{-}195)$$

我们需要检验以上各个因子，寻找具有形式为 $\omega_p-\omega_s-\omega_{t0}\pm i\Gamma_{t0}$ 的项，因为这是一个共振因子，只有分母中具有这种形式的项才比较大。为简单起见，假定媒质处于绝对零度，这样，当态 a 是基态 0 时，$\rho^0_{aa}=1$，而在其它态上 $\rho^0_{aa}=0$。分析（10-195）式可以看出，第一项和第二项不具有 $\omega_p-\omega_s-\omega_{t0}+i\Gamma_{t0}$ 的因子，可是第三项和第四项中的因子（$\omega_{ca}+i\Gamma_{ac}+\omega_p-\omega_p$）在配对 $\alpha\omega_p$，$\beta(-\omega_p)$ 和 $\gamma\omega_s$ 所有可能的对易下，能使之具有 $\omega_p-\omega_s-\omega_{t0}\pm i\Gamma_{t0}$ 的形式。例如由变换（$\alpha\omega_p$，$\beta(-\omega_p)$，$\gamma(\omega_s)\longleftrightarrow(\gamma\omega_s,\beta(-\omega_p),\alpha\omega_p)$，并令 $c=t$，$a=0$ 时，因子（$\omega_{ca}+i\Gamma_{ac}+\omega_p-\omega_p$）变为（$\omega_{t0}+i\Gamma_{t0}+\omega_s-\omega_p$）。事实上将（10-195）式中第三、四项按对称化算符 $\hat{S}$ 展开，并保留分母中含有共振因子 $\omega_{t0}+i\Gamma_{t0}-\omega_p+\omega_s$ 的项，而略去其它分母中不含有此共振因子的项。这样，（10-195）式便变为

$$\chi^{(3)}_{\mu\alpha\beta\gamma}(\omega_p,-\omega_p,\omega_s)=\frac{n}{6\varepsilon_0\hbar^3}\cdot\frac{1}{\omega_{to}-i\Gamma_{to}-\omega_p+\omega_s}\times$$
$$\times\sum_{bd}\Big[\frac{R^{\beta}_{ob}R^{\gamma}_{bt}R^{\mu}_{td}R^{\alpha}_{do}}{(\omega_{bo}-\omega_p)(\omega_{do}-\omega_p)}+\frac{R^{\gamma}_{ob}R^{\beta}_{bt}R^{\mu}_{td}R^{\alpha}_{do}}{(\omega_{bo}+\omega_s)(\omega_{do}-\omega_p)}+$$
$$+\frac{R^{\beta}_{ob}R^{\gamma}_{bt}R^{\alpha}_{td}R^{\mu}_{do}}{(\omega_{bo}-\omega_p)(\omega_{do}+\omega_s)}+\frac{R^{\gamma}_{ob}R^{\beta}_{bt}R^{\alpha}_{td}R^{\mu}_{do}}{(\omega_{bo}+\omega_s)(\omega_{do}+\omega_s)}\Big]\tag{10-196}$$

注意，在写出（10-192）式时，已假定频率 ω_p 和 ω_s 都不接近跃迁频率，所以除共振因子 $\omega_{to}-i\Gamma_{to}-\omega_p+\omega_s$ 中保留线宽 Γ_{to} 外，其它因子中的线宽均已被忽略。

现引入符号

$$f_{\beta\gamma}(\omega_p,-\omega_s)=\sum_b\left\{\frac{R^{\beta}_{ob}R^{\gamma}_{bt}}{\omega_{bo}-\omega_p}+\frac{R^{\gamma}_{ob}R^{\beta}_{bt}}{\omega_{bo}+\omega_s}\right\}\tag{10-197}$$

并利用（10-194）式，有

$$f^*_{\alpha\mu}(\omega_p,-\omega_s)=\sum_b\left\{\frac{R^{\alpha}_{ob}R^{\mu}_{bt}}{\omega_{bo}-\omega_p}+\frac{R^{\mu}_{ob}R^{\alpha}_{bt}}{\omega_{bo}+\omega_s}\right\}^*$$
$$=\sum_b\left\{\frac{R^{\alpha}_{bo}R^{\mu}_{tb}}{\omega_{bo}-\omega_p}+\frac{R^{\mu}_{bo}R^{\alpha}_{tb}}{\omega_{bo}+\omega_s}\right\}$$
$$=\sum_b\left\{\frac{R^{\mu}_{tb}R^{\alpha}_{bo}}{\omega_{bo}-\omega_p}+\frac{R^{\alpha}_{tb}R^{\mu}_{bo}}{\omega_{bo}+\omega_s}\right\}\tag{10-198}$$

组合（10-196）式—（10-198）式，最后得

$$\chi^{(3)}_{\mu\alpha\beta\gamma}(\omega_p,-\omega_p,\omega_s)=\frac{n}{6\varepsilon_0\hbar^3}\cdot\frac{1}{\omega_{to}+i\Gamma_{to}-\omega_p+\omega_s}\times$$
$$\times\sum_d\left\{\frac{R^{\mu}_{td}R^{\alpha}_{do}}{(\omega_{do}-\omega_p)}+\frac{R^{\alpha}_{td}R^{\mu}_{do}}{\omega_{do}+\omega_s}\right\}\sum_b\left\{\frac{R^{\beta}_{ob}R^{\gamma}_{bt}}{(\omega_{bo}-\omega_p)}+\frac{R^{\gamma}_{ob}R^{\beta}_{bt}}{(\omega_{bo}+\omega_s)}\right\}$$
$$=\frac{n}{6\varepsilon_0\hbar^3}\times\frac{1}{\omega_{to}+i\Gamma_{to}-\omega_p+\omega_s}f^*_{\alpha\mu}(\omega_p,-\omega_s)f_{\beta\gamma}(\omega_p,-\omega_s)\tag{10-199}$$

由（10-199）式可见，因为在这里满足关系 $\omega_p-\omega_s=\omega_{to}$，所以式中分母因子 $\omega_{to}+i\Gamma_{to}-\omega_p+\omega_s$ 很小，从而使三阶非线性电极化率张量元素 $\chi^{(3)}_{\mu\alpha\beta\gamma}(\omega_p,-\omega_p,\omega_s)$ 增大，这就是所谓电极化率共振增强的概念。（10-199）式也就是受激喇曼过程的共振极化率张量元素的表示式。

例 2　三次谐波过程（双光子共振增强）

和例 1 一样，首先按六中的图解表示的方法写出三次谐波的三阶非线性电极化率张量元素的表示式

$$\chi^{(3)}_{\mu\alpha\beta\gamma}(-3\omega,\omega,\omega,\omega)=\hat{S}\,\frac{n}{6\varepsilon_0\hbar^3}\sum_{abcd}\rho^{(0)}_{aa}\times$$
$$\times\Big[\frac{R^{\mu}_{ab}R^{\alpha}_{bc}R^{\beta}_{cd}R^{\gamma}_{da}}{(\omega_{ba}-i\Gamma_{ab}-3\omega)(\omega_{ca}-i\Gamma_{ca}-2\omega)(\omega_{da}-i\Gamma_{ad}-\omega)}+$$
$$+\frac{R^{\alpha}_{ab}R^{\mu}_{bc}R^{\beta}_{cd}R^{\gamma}_{da}}{(\omega_{ba}+i\Gamma_{ab}+\omega)(\omega_{ca}-i\Gamma_{ca}-2\omega)(\omega_{da}-i\Gamma_{ad}-\omega)}+$$
$$+\frac{R^{\alpha}_{ab}R^{\beta}_{bc}R^{\mu}_{cd}R^{\gamma}_{da}}{(\omega_{ba}+i\Gamma_{ab}+\omega)(\omega_{ca}+i\Gamma_{ca}+2\omega)(\omega_{da}-i\Gamma_{ad}-\omega)}+$$

$$+\frac{R_{ob}^{\alpha}R_{bc}^{\beta}R_{cd}^{\gamma}R_{do}^{\mu}}{(\omega_{bo}+i\Gamma_{ob}+\omega)(\omega_{co}+i\Gamma_{co}+2\omega)(\omega_{do}+i\Gamma_{od}+3\omega)}\Bigg]$$

(10-200)

由（10-200）式可见，对双光子增强来说，第一项和第二项中的因子 $\omega_{co}-i\Gamma_{co}-2\omega$ 中的 ω_{co} 对应于某两个态例如态 t 和基态 o 之间的共振频率。这样，（10-200）式中第一、二两项变为

$$\hat{S}\frac{n}{6\varepsilon_0\hbar^3}\sum_{bd}\rho_{oo}^{0}\frac{1}{\omega_{to}-i\Gamma_{to}-2\omega}\times$$
$$\times\left[\frac{R_{ob}^{\mu}R_{bt}^{\alpha}R_{td}^{\beta}R_{do}^{\gamma}}{(\omega_{bo}-i\Gamma_{bo}-3\omega)(\omega_{do}-i\Gamma_{do}-\omega)}+\frac{R_{ob}^{\alpha}R_{bt}^{\mu}R_{td}^{\beta}R_{do}^{\gamma}}{(\omega_{bo}+i\Gamma_{bo}+\omega)(\omega_{do}-i\Gamma_{do}-\omega)}\right]$$

(10-201)

同理，对双光子增强来说，（10-200）式的第三第四两项分母上第二个因子 $\omega_{co}+i\Gamma_{co}+2\omega$ 中的 ω_{co} 对应于 c 是基态 o，a 是态 t 时，便变成共振因子 $\omega_{ot}+i\Gamma_{ot}+2\omega$。这样，该两项变为

$$-\hat{S}\frac{n}{6\varepsilon_0\hbar^3}\sum_{bd}\rho_{tt}^{0}\frac{1}{\omega_{to}-i\Gamma_{to}-2\omega}\times$$
$$\times\left[\frac{R_{tb}^{\alpha}R_{bo}^{\beta}R_{od}^{\mu}R_{dt}^{\gamma}}{(\omega_{bt}+i\Gamma_{bt}+\omega)(\omega_{dt}-i\Gamma_{dt}-\omega)}+\frac{R_{tb}^{\alpha}R_{bo}^{\beta}R_{od}^{\gamma}R_{dt}^{\mu}}{(\omega_{bt}+i\Gamma_{bt}+\omega)(\omega_{dt}+i\Gamma_{dt}+3\omega)}\right]$$

(10-202)

将（10-201）式按对称化算符 $\hat{S}$ 展开，并略去非共振因子中的线宽有

$$(10\text{-}201)\text{式}=\frac{n}{6\varepsilon_0\hbar^3}\rho_{oo}^{0}\frac{1}{\omega_{to}-i\Gamma_{to}-2\omega}\times$$
$$\times\sum_{bd}\Bigg[\left\{\frac{R_{ob}^{\mu}R_{bt}^{\alpha}}{(\omega_{bo}-3\omega)}+\frac{R_{ob}^{\alpha}R_{bt}^{\mu}}{(\omega_{bo}+\omega)}\right\}\left\{\frac{R_{td}^{\beta}R_{do}^{\gamma}}{(\omega_{do}-\omega)}+\frac{R_{td}^{\gamma}R_{do}^{\beta}}{(\omega_{do}-\omega)}\right\}$$
$$+\left\{\frac{R_{ob}^{\mu}R_{bt}^{\beta}}{(\omega_{bo}-3\omega)}+\frac{R_{ob}^{\beta}R_{bt}^{\mu}}{(\omega_{bo}+\omega)}\right\}\left\{\frac{R_{td}^{\gamma}R_{do}^{\alpha}}{(\omega_{do}-\omega)}+\frac{R_{td}^{\alpha}R_{do}^{\gamma}}{(\omega_{do}-\omega)}\right\}+$$
$$+\left\{\frac{R_{ob}^{\mu}R_{bt}^{\gamma}}{(\omega_{bo}-3\omega)}+\frac{R_{ob}^{\gamma}R_{bt}^{\mu}}{(\omega_{bo}+\omega)}\right\}\left\{\frac{R_{td}^{\alpha}R_{do}^{\beta}}{(\omega_{do}-\omega)}+\frac{R_{td}^{\beta}R_{do}^{\alpha}}{(\omega_{do}-\omega)}\right\}\Bigg]\Bigg\}$$

(10-203)

如果非线性媒质是各向同性的碱金属蒸气，并且假定入射的激光场是线偏振光，偏振方向为 z 方向，则三阶非线性电极化率张量元素除 $\chi_{zzzz}^{(3)}(-3\omega,\omega,\omega)$ 不为零外，其它元素皆为零。这时，（10-203）式中的指标 μ,α,β,γ 都相同，电偶极矩阵元 $R_{ij}=-e\langle i|z|j\rangle$。再将符号（10-197）式用于（10-203）式，则（10-203）式又可写为

$$(10\text{-}203)\text{式}=\frac{n}{2\varepsilon_0\hbar^3}\rho_{oo}^{0}\frac{1}{\omega_{to}-i\Gamma_{to}-2\omega}\times f(3\omega,-\omega)f^*(\omega,\omega)\tag{10-204}$$

同样，由（10-202）式可得

$$(10\text{-}202)\text{式}=-\frac{n}{2\varepsilon_0\hbar^3}\rho_{tt}^{0}\frac{1}{\omega_{to}-i\Gamma_{to}-2\omega}\times f(3\omega,-\omega)f^*(\omega,\omega)\tag{10-205}$$

将（10-204）式和（10-205）式相加，便最后给出三次谐波产生的双光子共振增强的电极化率为

$$\chi_{zzzz}^{(3)}(-3\omega,\omega,\omega,\omega)=\chi^{(3)}(-3\omega,\omega,\omega,\omega)$$

$$= \frac{n}{2\varepsilon_0\hbar^3} \times \frac{1}{\omega_{to} - i\Gamma_{to} - 2\omega} \sum_{o,t \text{ 间并度}} (\rho_{oo}^{\bullet} - \rho_{tt}^{\bullet}) f(3\omega, -\omega) f^{*}(\omega, \omega)$$

(10-206)

图10-1是钠的能级图，从图中可以清楚地看到，对红宝石激光波长6943埃而言，$3s$ 和 $3d$ 两个能级之间的能量差近似等于 $2\hbar\omega$，所以钠蒸汽对红宝石激光波长产生三次谐波具有双光子共振增强的 $\chi^{(3)}(-3\omega,\omega,\omega,\omega)$。

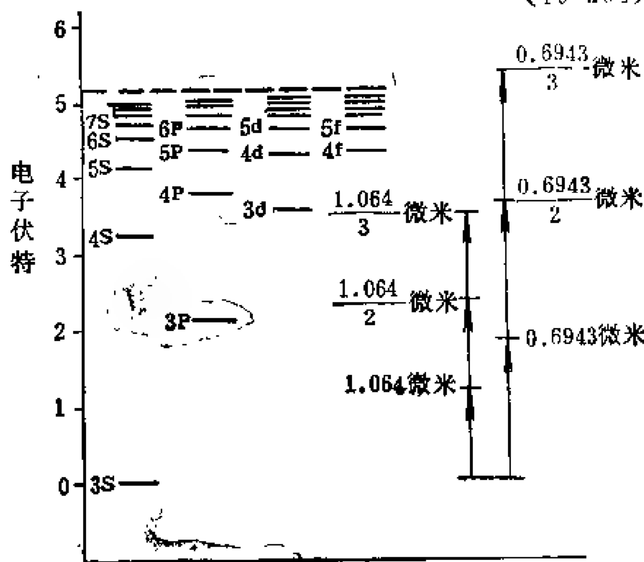


图 10-1　钠的能级图

对碱金属来说，轨道量子数 $l\neq 0$ 的能级要考虑 L-s 耦合，能级要分裂。如果激励频率与共振频率之差远大于能级分裂的能量，那么可以将 L-s 耦合忽略不计，用一个平均的共振频率代替分裂的共振线。关于碱金属原子的本征态 $|i\rangle$ 由 $|nm_lm_s\rangle$ 表示，其中 $m_l=l,\ l-1,\ \cdots\cdots -l$，$m_s=\pm\frac{1}{2}$。又偶极矩阵元 $\langle i|z|j\rangle$ 的选择定则 $\triangle l=\pm 1$，$\triangle m_l=0$ 和 $\triangle m_s=0$。如果原子处于基态上，即 $\rho_{oo}^{\bullet}=1$（a 不是基态 $\rho_{aa}^{\bullet}=0$）并碱金属原子的基态 o 用 $n=g$、$l=s$ 表示，则电偶极矩阵元 R_{ab} 中的 a 态为基态 (g,s)，b 态应为 (b,p)；R_{bc} 中的态 c 可以是 (c,D)，也可以是 (c,s)；R_{cd} 中的态 d 应为 (d,p)。这里的 s,p,D 对应于 $l=0,1$ 和 2 的态。这样，由（10-200）式

$$\begin{aligned}
\chi^{(3)}(-3\omega,\omega,\omega,\omega) &= \frac{ne^4}{6\varepsilon_0\hbar^3}\sum_{abcd}\rho_{aa}^{\bullet}\times \\
&\times\langle a|z|b\rangle\langle b|z|c\rangle\langle c|z|d\rangle\langle d|z|a\rangle\times \\
&\times\Big[\frac{1}{(\omega_{ba}-i\Gamma_{ab}-3\omega)(\omega_{ca}-i\Gamma_{ac}-2\omega)(\omega_{da}-i\Gamma_{ad}-\omega)} + \\
&+\frac{1}{(\omega_{ba}+i\Gamma_{ab}+\omega)(\omega_{ca}-i\Gamma_{ac}-2\omega)(\omega_{da}-i\Gamma_{ad}-\omega)} + \\
&+\frac{1}{(\omega_{ba}+i\Gamma_{ab}+\omega)(\omega_{ca}+i\Gamma_{ca}+2\omega)(\omega_{da}-i\Gamma_{ad}-\omega)} + \\
&+\frac{1}{(\omega_{ba}+i\Gamma_{ab}+\omega)(\omega_{ca}+i\Gamma_{ca}+2\omega)(\omega_{da}+i\Gamma_{ad}+3\omega)}\Big] \\
&\frac{ne^4}{6\varepsilon_0\hbar^3}\sum_{bcd}\Big\{\Big\langle gso\tfrac{1}{2}|z|bpo\tfrac{1}{2}\Big\rangle\Big\langle bpo\tfrac{1}{2}|z|cso\tfrac{1}{2}\Big\rangle \\
&\times\Big\langle cso\tfrac{1}{2}|z|dpo\tfrac{1}{2}\Big\rangle\Big\langle dpo\tfrac{1}{2}|z|gso\tfrac{1}{2}\Big\rangle A_{bp,cs,dp} \\
&+\Big\langle gso\tfrac{1}{2}|z|bpo\tfrac{1}{2}\Big\rangle\Big\langle bpo\tfrac{1}{2}|z|cDo\tfrac{1}{2}\Big\rangle\times \\
&\times\Big\langle cDo\tfrac{1}{2}|z|dpo\tfrac{1}{2}\Big\rangle\Big\langle dpo\tfrac{1}{2}|z|gso\tfrac{1}{2}\Big\rangle A_{bp,cD,dp}\Big\}
\end{aligned}$$

(10-207)

式中因子 $A_{bp,cD,dp}$ 就是（10-200）式中的频率因子。

电偶极矩阵元的 z 分量可用 l,m_l 以及径向 $\mathscr{R}$ 因子表示为[6]

$$\langle nlm_l|z|n'l+1m_l\rangle=\sqrt{(l+1)^2-m_l^2}\mathscr{R}_{nl;n'l+1} \tag{10-208}$$

这里

$$\mathscr{R}_{nl;n'l+1}=\frac{1}{\sqrt{(2l+1)(2l+3)}}\int_0^\infty r^3R_{nl}R_{n'l+1}dr \tag{10-209}$$

式中 R_{nl} 是径向波函数。

如果利用碱金属原子的最低四个 s,p,D 能级来计算电极化率 $\chi^{(3)}(-3\omega,\omega,\omega,\omega)$，则由这 12 个能级在（10-207）式求和时，一共有 128 项给出非线性电极化率的近似值。

第二节 平面波在非线性媒质内的传播

电磁波在各向异性媒质内的传播规律是讨论许多重要课题的基础，其中包括非线性光学的若干课题。本节所要讨论的主要内容是从电磁场的基本方程组即麦克斯韦方程组出发，给出平面波在非线性媒质内的传播规律。这为下面两节所要讨论的各种非线性光学现象提供必要的基础。

一、菲涅耳方程和传播模的本征值与本征矢

在各向异性的晶体中，电位移矢量 $\boldsymbol{D}$ 和电场强度 $\boldsymbol{E}$ 之间的关系为

$$D_\alpha=\varepsilon_{\alpha\beta}E_\beta \tag{10-210}$$

式中 $\varepsilon_{\alpha\beta}$ 是介电张量元素，α、β 是笛卡尔坐标（α、$\beta=x,y,z$），相对晶轴来说是固定的。在第一节中已经指出一阶电极化率张量是对称张量，所以介电张量 $\boldsymbol{\varepsilon}$ 也是对称张量，即有 $\varepsilon_{\alpha\beta}=\varepsilon_{\beta\alpha}$。这样，介电张量 $\boldsymbol{\varepsilon}$ 一般有六个独立分量。因此，根据电磁场理论所得到的电能密度 w_e 可以写为

$$w_e=\frac{1}{2}\boldsymbol{E}\cdot\boldsymbol{D}=\frac{1}{2}E_\alpha D_\alpha=\frac{1}{2}E_\alpha\varepsilon_{\alpha\beta}E_\beta \tag{10-211}$$

或

$$2w_e=\varepsilon_{xx}E_x^2+\varepsilon_{yy}E_y^2+\varepsilon_{zz}E_z^2+2\varepsilon_{yz}E_yE_z+2\varepsilon_{xz}E_xE_z+2\varepsilon_{xy}E_xE_z \tag{10-212}$$

假定现在选取一个新的坐标轴 x',y',z'，使得（10-212）式经坐标变换后为对角化形式，那么这个新的坐标轴叫做介电主轴。如果我们仍用 x,y,z 轴表示新的主轴，则在主介电坐标系中的电能密度表示式为

$$2w_e=\varepsilon_{xx}E_x^2+\varepsilon_{yy}E_y^2+\varepsilon_{zz}E_z^2 \tag{10-213}$$

这表示在主介电坐标系中的介电张量 $\boldsymbol{\varepsilon}$ 是对角化的。（10-210）式变为

$$\begin{bmatrix}D_x\\D_y\\D_z\end{bmatrix}=\begin{bmatrix}\varepsilon_{xx}&0&0\\0&\varepsilon_{yy}&0\\0&0&\varepsilon_{zz}\end{bmatrix}\begin{bmatrix}E_x\\E_y\\E_z\end{bmatrix}$$

（10-213）式可写为

$$\frac{D_x^2}{2w_e\varepsilon_{xx}}+\frac{D_y^2}{2w_e\varepsilon_{yy}}+\frac{D_z^2}{2w_e\varepsilon_{zz}}=1 \tag{10-214}$$

这是一个椭球方程。由此可见，在 D_x,D_y,D_z 的空间内，电磁能量密度一定的面——即等能

密度面是一个椭球面。在本节二中我们将要从（10-214）式出发，引出折射率椭球的概念并确定电磁场在各向异性晶体中的传播规律。在这里，我们直接根据麦克斯韦方程组讨论电磁场在各向异性媒质中的传播规律。

假定有一束频率为 ω 的单色平面波在晶体内传播，其相位因子为

$$\exp\left\{i\omega\left[t-\frac{\eta}{c}(\mathbf{r}\cdot\mathbf{s})\right]\right\}=\exp\{i(\omega t-\mathbf{k}\cdot\mathbf{r})\} \tag{10-215}$$

式中 $\mathbf{s}$ 表示垂直于波前的单位矢量，波的相速 $\mathbf{v}_p=\frac{c}{\eta}\mathbf{s}$，波矢 $\mathbf{k}=\frac{\omega\eta}{c}\mathbf{s}$，$\eta$ 是折射率，c 是真空中的光速。如将（10-215）式代入麦克斯韦尔方程组

$$\nabla\times\mathbf{H}=\frac{\partial\mathbf{D}}{\partial t}\quad 和\quad \nabla\times\mathbf{E}=-\frac{\partial\mathbf{B}}{\partial t}$$

中，则可得

$$\nabla\times\mathbf{H}=-i\omega\frac{\eta}{c}[\mathbf{s}\times\mathbf{H}]=i\omega\mathbf{D} \tag{10-216}$$

$$\nabla\times\mathbf{E}=-i\omega\frac{\eta}{c}[\mathbf{s}\times\mathbf{E}]=-i\omega\mathbf{B}=-i\omega\mu\mathbf{H} \tag{10-217}$$

由此可见，$\mathbf{D}\perp\mathbf{s}$，$\mathbf{D}\perp\mathbf{H}$，$\mathbf{H}\perp\mathbf{E}$ 以及 $\mathbf{H}\perp\mathbf{s}$。因为在各向异性晶体内的矢量 $\mathbf{D}$ 与 $\mathbf{E}$ 的方向是不相同的，所以矢量 $\mathbf{E}$，$\mathbf{D}$，$\mathbf{H}$ 和 $\mathbf{s}$ 之间的几何关系是 $\mathbf{E}$，$\mathbf{D}$ 和 $\mathbf{s}$ 在同一平面内且都与磁场 $\mathbf{H}$ 相垂直，见图 10-2 所示。能流 $\mathbf{E}\times\mathbf{H}$ 的方向与波的相位传播方向 $\mathbf{s}$ 也不是共线的。利用（10-216）式和（10-217）式并利用矢量恒等式 $\mathbf{A}\cdot(\mathbf{B}\cdot\mathbf{C})=\mathbf{B}(\mathbf{A}\cdot\mathbf{C})-\mathbf{C}(\mathbf{A}\cdot\mathbf{B})$，可以求得

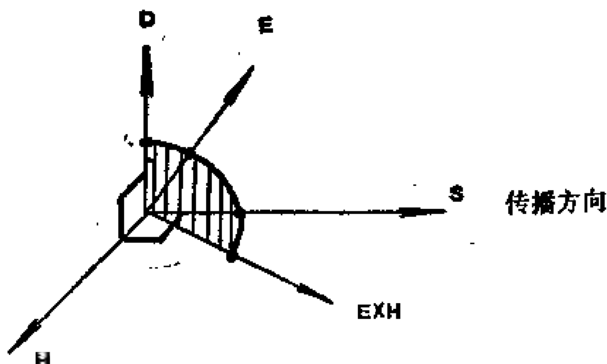


图 10-2　E，D，H，S 和矢量 E×H 在各向异性晶体内的相对方向，其中矢量 D，E，S 和 E×H 位于同一平面内

$$\mathbf{D}=-\frac{\eta^2}{\mu c^2}\mathbf{s}\times(\mathbf{s}\times\mathbf{E})=\frac{\eta^2}{\mu c^2}[\mathbf{E}-\mathbf{s}(\mathbf{s}\cdot\mathbf{E})] \tag{10-218}$$

在主介电坐标系中，$D_\alpha=\varepsilon_{\alpha\alpha}E_\alpha$，如用 $\varepsilon'_{\alpha\alpha}=\frac{\varepsilon_{\alpha\alpha}}{\varepsilon_0}$ 表示相对介电张量元素，则有

$$E_\alpha=\frac{\eta^2 s_\alpha(\mathbf{s}\cdot\mathbf{E})}{\eta^2-\varepsilon'_{\alpha\alpha}}\qquad \alpha=x,y,z \tag{10-219}$$

将（10-219）式乘 s_α，便给出

$$s_\alpha E_\alpha=\mathbf{s}\cdot\mathbf{E}=\mathbf{s}\cdot\mathbf{E}\sum_{\alpha=x,y,z}\frac{\eta^2 s_\alpha^2}{\eta^2-\varepsilon'_{\alpha\alpha}}$$

或

$$\frac{s_x^2}{\eta^2-\varepsilon'_{xx}}+\frac{s_y^2}{\eta^2-\varepsilon'_{yy}}+\frac{s_z^2}{\eta^2-\varepsilon'_{zz}}=\frac{1}{\eta^2} \tag{10-220}$$

这就是晶体光学中最重要的方程之一，叫做菲涅耳方程，它是用来描述光在各向异性媒质内的传播规律的。如由（10-220）式减去 $\frac{1}{\eta^2}\sum_\alpha s_\alpha^2=\frac{1}{\eta^2}$，可以得到菲涅耳方程的另一种形式

$$\sum_{\alpha} s_{\alpha}^{2}\left(\frac{1}{\eta^{2}-\varepsilon_{\alpha\alpha}'}-\frac{1}{\eta^{2}}\right)=0 \tag{10-221}$$

或

$$\sum_{\alpha} \frac{s_{\alpha}^{2}\varepsilon_{\alpha\alpha}'}{\eta^{2}-\varepsilon_{\alpha\alpha}'}=0 \tag{10-222}$$

注意，（10-220）式和（10-222）式都包含纵向本征模 $\eta=\infty$ 的解。

对（10-218）式来说，实际上这是一个处理本征矢问题的方程，本征值为$\left(\frac{1}{\eta_m}\right)^2$，相应的电场本征矢为 $\mathbf{E}^{(m)}$，因而有

$$\underline{\varepsilon}\cdot\mathbf{E}^{(m)}=\frac{\eta_m^2}{\mu c^2}[\mathbf{E}^{(m)}-\mathbf{s}(\mathbf{s}\cdot\mathbf{E}^{(m)})]$$

或

$$[\mathbf{E}^{(m)}-\mathbf{s}(\mathbf{s}\cdot\mathbf{E}^{(m)})]\eta_m^2=\underline{\varepsilon}'\cdot\mathbf{E}^{(m)} \tag{10-223}$$

如果用 $\mathbf{E}^{(n)}$点乘（10-223）式并将所得的方程交换指标 m 和 n，然后两式相减，再考虑到介电张量 ε 是对称张量的性质，便给出

$$\left[\frac{1}{(\eta_m)^2}+\frac{1}{(\eta_n)^2}\right]\mathbf{E}^{(m)}\cdot\underline{\varepsilon}'\cdot\mathbf{E}^{(n)}=0 \tag{10-224}$$

如果 $\eta_m\neq n_n$，我们就有

$$\mathbf{E}^{(m)}\cdot\underline{\varepsilon}'\cdot\mathbf{E}^{(n)}=0 \quad m\neq n \tag{10-225}$$

如果 $\eta_m=\eta_n$，我们仍可以选择本征矢使之满足该方程。如果选择本征矢使之归一化为

$$\mathbf{E}^{(m)}\cdot\underline{\varepsilon}\cdot\mathbf{E}^{(m)}=1 \tag{10-226}$$

则组合（10-225）和（10-226）两式便给出权重正交性条件

$$\mathbf{E}^{(m)}\cdot\underline{\varepsilon}\cdot\mathbf{E}^{(n)}=\delta_{mn} \tag{10-227}$$

如果考虑到 $\mathbf{D}^{(n)}=\underline{\varepsilon}\cdot\mathbf{E}^{(n)}$，则（10-227）式变为

$$\mathbf{E}^{(m)}\cdot\mathbf{D}^{(n)}=\delta_{mn} \quad \text{（这叫做双正交性条件。）} \tag{10-228}$$

将（10-220）式展开，可以得到一个关于 η^2 的二次方程，即

$$\eta^4(s_x^2\varepsilon_{zz}'+s_z^2\varepsilon_{xx}'+s_y^2\varepsilon_{yy}')-\eta^2[s_x^2\varepsilon_{xx}'(\varepsilon_{yy}'+\varepsilon_{zz}')+s_y^2\varepsilon_{yy}'(\varepsilon_{xx}'+\varepsilon_{zz}')+s_z^2\varepsilon_{zz}'(\varepsilon_{xx}'+\varepsilon_{yy}')]+\varepsilon_{xx}'\varepsilon_{yy}'\varepsilon_{zz}'=0 \tag{10-229}$$

现可以利用（10-227）—（10-229）式求得在各向同性媒质（包括属于立方晶系的晶体），单轴晶体以及双轴晶体内电磁场传播模的本征值和本征矢。

对各向同性媒质或属于立方晶系的晶体

这时有 $\varepsilon_{xx}'=\varepsilon_{yy}'=\varepsilon_{zz}'=\varepsilon'$，代入（10-229）式后得

$$(\eta^2-\varepsilon')=0 \tag{10-230}$$

这表明在所有方向上两个传播本征模的折射率 $\eta=(\varepsilon')^{1/2}$ 或相速 $v=c/(\varepsilon')^{1/2}$ 是相同的。非传播模的相速等于零，因为它的折射率是无穷大。关于上述三个本征模（两个传播的，一个非传播的纵向模）的本征矢可求得如下：

设 $\mathbf{s}$ 是波传播方向的单位矢量，则纵向模的本征矢形式为

$$\mathbf{E}^{(3)}=\mathbf{s}/N_3 \tag{10-231}$$

$$\mathbf{D}=\underline{\varepsilon}\cdot\mathbf{E}^{(3)}=\varepsilon\mathbf{s}/N_3 \tag{10-232}$$

上式最后一个等号已利用了媒质各向同性的性质，式中 N_3 是归一化常数，可以利用(10-27)

式求得 $N_3=(\varepsilon)^{1/2}$。现令 e 是一个传播模的电场方向的单位矢量，那么我们有

$$\mathbf{E}^{(1)}=\mathbf{e}/N_1 \tag{10-233}$$

$$\mathbf{D}^{(1)}=\varepsilon\cdot\mathbf{e}/N_1=\varepsilon\mathbf{e}/N_1 \tag{10-234}$$

按（10-228）式，$\mathbf{D}^{(1)}$ 和 $\mathbf{E}^{(3)}$ 是正交的，所以有 $\mathbf{e}\cdot\mathbf{s}=0$。同理，由归一化条件（10-227）式可得 $N_1=(\varepsilon)^{\frac{1}{2}}$

对另一个传播模来说，按（10-228）式，要求$\mathbf{D}^{(2)}\perp\mathbf{E}^{(1)}$ 和 $\mathbf{D}^{(2)}\perp\mathbf{E}^{(3)}$，所以

$$\mathbf{D}^{(2)}=\frac{\mathbf{s}\times\mathbf{e}}{N_2} \tag{10-235}$$

$$\mathbf{E}^{(2)}=\frac{\mathbf{s}\times\mathbf{e}}{\varepsilon N_2} \tag{10-236}$$

利用（10-226）式可给出 $N_2=\varepsilon^{\frac{1}{2}}$。

综合以上结果，在各向同性媒质内的三个本征模的电场 E 和电位移D 以及传播方向 s 之间的空间关系，如图 10-3 所示。

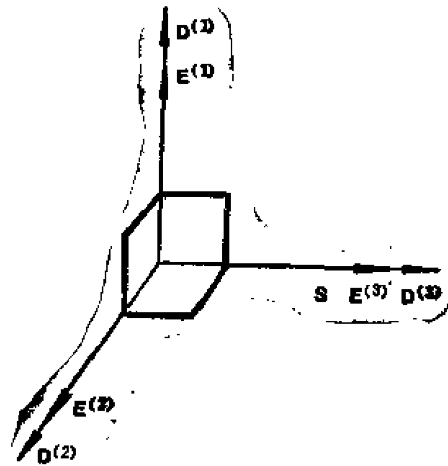


图 10-3　在各向同性（包括立方晶体）媒质内电场矢量和电位移矢量的本征矢。S 为单位传播矢量，“3”表示纵向的非传播本征模。

单轴晶体

属正方（如 KDP），三角（如石英）和六角晶系的晶体是单轴晶体，它们有 $\varepsilon'_{xx}=\varepsilon'_{yy}=\varepsilon'_{\perp}$，$\varepsilon'_{zz}=\varepsilon'_{\parallel}\neq\varepsilon'_{\perp}$。对于这种晶体，主轴 x,y 是任意的，如果选择的主轴使得波的传播方向 s 在 oyz 的平面之内，设 z 轴和 s 之间的夹角为 θ，则有

$$s_x=0 \qquad s_y=\sin\theta \qquad s_z=\cos\theta \tag{10-237}$$

将（10-237）式和关系 $\varepsilon'_{xx}=\varepsilon'_{yy}=\varepsilon_{\perp}$ 及 $\varepsilon'_{zz}=\varepsilon'_{\parallel}$ 代入（10-229）式得

$$(\eta^2-\varepsilon'_{\perp})[\eta^2\{\varepsilon'_{\parallel}s_z^2+s'_{\perp}(s_x^2+s_y^2)\}-\varepsilon'_{\parallel}s'_{\perp}]=0 \tag{10-238}$$

由此可得，对于 $\eta^2=\varepsilon'_{\perp}$ 的波来说，其折射率与波的传播方向无关。通过具体地分析（10-219）式后可知这个波的电场强度 E 与传播方向 s 相垂直，并且 $E_z=0$，所以这个波就是寻常波。

对于（10-238）式第二个因子所确定的折射率为

$$\frac{1}{\eta^2}=\frac{\varepsilon'_{\parallel}s_z^2+\varepsilon'_{\perp}(s_x^2+s_y^2)}{\varepsilon'_{\parallel}\varepsilon'_{\perp}}=\frac{\cos^2\theta}{\varepsilon'_{\perp}}+\frac{\sin^2\theta}{\varepsilon'_{\parallel}} \tag{10-239}$$

这表明这个波的折射率与波的传播方向有关。分析（10-219）式可得这个波的 $E_x=0$，$E_y\neq 0$，$E_z\neq 0$，所以其偏振方向在 oyz 平面内，故此波就是非常波。现设电场矢量 E 与波的传播方向 s 之间的夹角为 $\frac{\pi}{2}-\alpha$，不难证明

$$\mathrm{tg}\,\alpha=\frac{1}{2}\eta^2\sin 2\theta\left[\frac{1}{\varepsilon'_{\parallel}}-\frac{1}{\varepsilon'_{\perp}}\right] \tag{10-240}$$

因为对我们感兴趣的大多数情况是 $\varepsilon'_{\parallel}$和 $\varepsilon'_{\perp}$只相差百分之几，因而 $\mathrm{tg}\,\alpha$ 的值很小，可以用 α 代替。当 $\theta=0$ 或 $\frac{\pi}{2}$时，即波沿着 z 轴或与 z 轴相垂直的方向传播时 $\alpha=0$，这时电场矢量 E 才与波的传播方向 s 相垂直。另外，由（10-239）式可见，当 $\theta=0$ 时，非常波的折

射率也有$\eta^2=\varepsilon'_\perp$。这表明沿$z$轴（光轴）传播的寻常波与非常波具有相同的折射率。

下面分析非传播模和传播模的本征矢问题。对非传播模来说，和前面一样，令$\mathbf{E}^{(3)}=\frac{\mathbf{s}}{N_s}$。利用（10-226）式，有

$$\mathbf{E}^{(3)}=\frac{\mathbf{s}}{(\mathbf{s}\cdot\underline{\boldsymbol{\varepsilon}}\cdot\mathbf{s})^{\frac{1}{2}}} \tag{10-241}$$

$$\mathbf{D}^{(3)}=\frac{\underline{\boldsymbol{\varepsilon}}\cdot\mathbf{s}}{(\mathbf{s}\cdot\underline{\boldsymbol{\varepsilon}}\cdot\mathbf{s})^{1/2}} \tag{10-242}$$

注意，这里的$\mathbf{E}^{(3)}$与$\mathbf{D}^{(3)}$方向是不相同的。

对寻常波的本征矢可由（10-219）式求得。将$\eta^2=\varepsilon'_\perp$代入后给出

$$\mathbf{s}\cdot\mathbf{E}^{(0)}=0 \quad 及 \quad E_z^{(0)}=0 \tag{10-243}$$

这里的指标0表示寻常波的意思。如果z方向的单位矢量用$\mathbf{Z}_0$表示，则有

$$\mathbf{z}_0\cdot\mathbf{E}^{(0)}=0 \tag{10-244}$$

组合（10-243）和（10-244）式，给出$\mathbf{E}^{(0)}$的形式为

$$\mathbf{E}^{(0)}=\frac{\mathbf{s}\times\mathbf{z}_0}{N_0} \tag{10-245}$$

$$\mathbf{D}^{(0)}=\underline{\boldsymbol{\varepsilon}}\cdot\mathbf{E}^{(0)}=\varepsilon_0\boldsymbol{\varepsilon}'\cdot\mathbf{E}^{(0)}=\varepsilon_0\varepsilon'_\perp\frac{\mathbf{s}\times\mathbf{z}_0}{N_0} \tag{10-246}$$

利用（10-226）式和矢量代数$\mathbf{a}\cdot(\mathbf{b}\times\mathbf{c})=\mathbf{b}\cdot(\mathbf{c}\times\mathbf{a})$以及$\mathbf{c}\times(\mathbf{a}\times\mathbf{b})=(\mathbf{c}\cdot\mathbf{b})\mathbf{a}-(\mathbf{c}\cdot\mathbf{a})\mathbf{b}$可得

$$N_0=[\varepsilon_0\varepsilon'_\perp]^{\frac{1}{2}}[1-(\mathbf{s}\cdot\mathbf{z}_0)^2]^{1/2} \tag{10-247}$$

对非常波的本征矢，按（10-228）式应有$\mathbf{D}^{(e)}\perp\mathbf{E}^{(3)}$和$\mathbf{D}^{(e)}\perp\mathbf{E}^{(0)}$。根据（10-241）式和（10-245）式，$\mathbf{D}^{(e)}$的形式为

$$\mathbf{D}^{(e)}=\frac{\mathbf{s}\times(\mathbf{s}\times\mathbf{z}_0)}{N_e} \tag{10-248}$$

以及

$$\mathbf{E}^{(e)}=\frac{\underline{\boldsymbol{\varepsilon}}^{-1}\cdot[\mathbf{s}\times(\mathbf{s}\times\mathbf{z}_0)]}{N_e} \tag{10-249}$$

利用（10-228）式给出

$$\begin{aligned}N_e^2&=[\mathbf{s}\times(\mathbf{s}\times\mathbf{z}_0)]\cdot\underline{\boldsymbol{\varepsilon}}^{-1}\cdot[\mathbf{s}\times(\mathbf{s}\times\mathbf{z}_0)]\\&=[\mathbf{s}(\mathbf{s}\cdot\mathbf{z}_0)-\mathbf{z}_0]\cdot\underline{\boldsymbol{\varepsilon}}^{-1}\cdot[\mathbf{s}(\mathbf{s}\cdot\mathbf{z}_0)-\mathbf{z}_0]\\&=\frac{1}{\varepsilon_0}(1-s_z^2)[(\varepsilon'_\perp)^{-1}s_z^2+(\varepsilon'_\parallel)^{-1}(1-s_z^2)]\end{aligned} \tag{10-250}$$

而因子$[(\varepsilon'_\perp)^{-1}s_z^2+(\varepsilon'_\parallel)^{-1}(1-s_z^2)]$就是（10-239）式，所以（10-250）式可改写为

$$N_e^2=\frac{1}{\varepsilon_0}\cdot\frac{1}{\eta_e^2(\theta)}[1-(\mathbf{s}\cdot\mathbf{z}_0)^2]$$

由此最后求得非常波的归一化常数N_e为

$$N_e=\frac{1}{\varepsilon_0^{\frac{1}{2}}\eta_e(\theta)}[1-(\mathbf{s}\cdot\mathbf{z}_0)^2]^{1/2} \tag{10-251}$$

注意，在单轴晶体的情况下，寻常光的$\mathbf{E}^{(0)}$与$\mathbf{D}^{(0)}$的方向相平行，但$\mathbf{E}^{(e)}$和$\mathbf{D}^{(e)}$的方向是

不一致的。关于在单轴晶体中二个传播模和一个纵向非传播模的电场 **E** 和电位移 **D** 的矢量图如图 10-4 所示

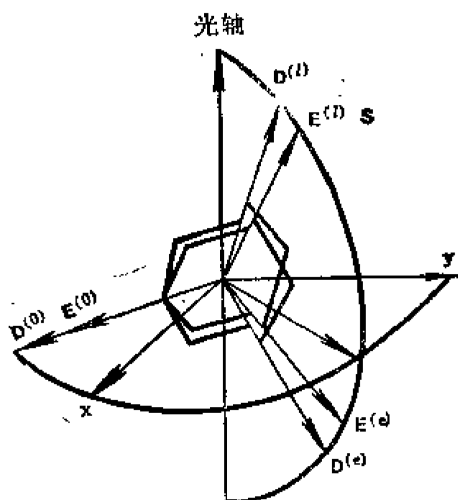


图 10-4　单轴晶体的电场和电位移本征矢，图中指标 o，e，l 表示寻常，非常和纵向模，本征矢之间的正交性由直角连线所表示，共面矢量的顶点用弧线相连。

双轴晶体

介电张量的三个主值都不相同的晶体是双轴晶体。属于正交，单斜和三斜晶系的晶体都是双轴晶体。因为正交晶体的对称性是足够高，介电张量的三个主轴都沿着晶轴，而单斜晶体只有一个轴沿着晶轴，三斜晶体没有一个轴沿着晶轴。按习惯，主轴 x，y，z 是按 $\varepsilon_{xx}<\varepsilon_{yy}<\varepsilon_{zz}$ 选取的。双轴晶体有两个光轴，可以证明 [7] 两个光轴都在 $S_y=0$ 的平面内，并与 z 轴的夹角为 β 和 $-\beta$，如图 10-5 所示，β 的值由

$$\operatorname{tg}\beta=\left(\frac{v_x^{2}-v_y^{2}}{v_y^{2}-v_z^{2}}\right)^{1/2} \tag{10-252}$$

给出。式中 $v_a=c/(\varepsilon'_{aa})^{1/2}$，$a=x$，$y$，$z$

在双轴晶体情况下两个传播模的折射率可给出 [8] 为

$$\eta^{\pm}=\left[\frac{\varepsilon_{xx}\varepsilon_{zz}}{\varepsilon_{xx}\sin^2\frac{1}{2}(\theta_1\pm\theta_2)+\varepsilon_{zz}\cos^2\frac{1}{2}(\theta_1\pm\theta_2)}\right]^{\frac{1}{2}} \tag{10-253}$$

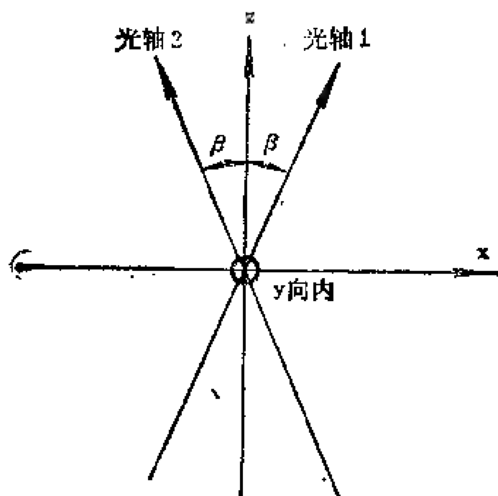


图 10-5　双轴晶体中光轴的取向，x，y，z 轴是介电张量的主轴，按习惯，介电张量主值 $\varepsilon_{xx}<\varepsilon_{yy}<\varepsilon_{zz}$

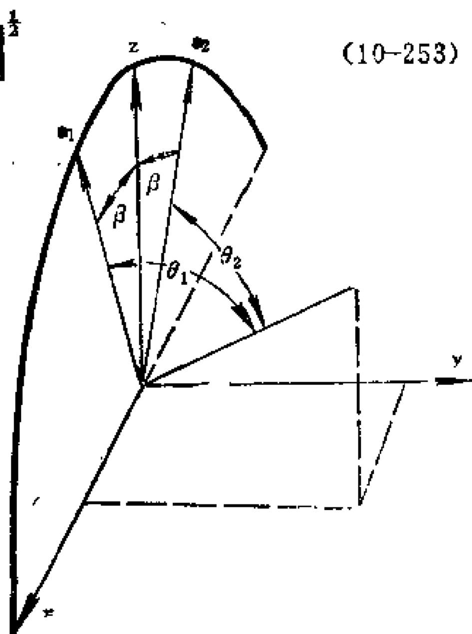


图 10-6　在双轴晶体中，单位传播矢量 s 与光轴之间的夹角用 θ_1 和 θ_2 表示，x，y，z 坐标系是介电张量的主坐标系，$\mathbf{a}_1$ 和 $\mathbf{a}_2$ 是两光轴的单位矢量。

式中 θ_1 和 θ_2 分别是单位传播矢量 s 与两光轴之间的夹角，见图 10-6 所示。（10-253）式的形式与单轴晶体的（10-239）式相类似。当 $\theta_1=\theta_2$ 时，这对应于两个光轴相重合，就有 $\eta^+=\eta_e$ 和 $\eta^-=\eta_o$。

在双轴晶体情况下的三个电场的本征矢可以由（10-223）式求得，相对主坐标系，

（10-223）式的分量形式有

$$[\eta_m^2(1-S_x^2)-\varepsilon'_{xx}]E_x^{(m)}+[-\eta_m^2S_xS_y]E_y^{(m)}+[-\eta_m^2S_xS_y]E_z^{(m)}=0 \tag{10-254a}$$

$$[-\eta_m^2S_xS_y]E_x^{(m)}+[\eta_m^2(1-S_y^2)-\varepsilon'_{yy}]E_y^{(m)}+[-\eta_m^2S_yS_z]E_z^{(m)}=0 \tag{10-254b}$$

$$[-\eta_m^2S_xS_z]E_x^{(m)}+[-\eta_m^2S_yS_z]E_y^{(m)}+[\eta_m^2(1-S_z^2)-\varepsilon'_{zz}]E_z^{(m)}=0 \tag{10-254c}$$

解（10-254）式并利用（10-226）式不难求得

$$E_i^{(m)}=\frac{S_i}{(\eta_m^2-\varepsilon'_{ii})N^{(m)}} \qquad i=x,\ y,\ z \tag{10-255}$$

式中

$$N^{(m)}=\left[\sum_{i=x,y,z}\frac{\varepsilon_{ii}S_i^2}{(\eta_m^2-\varepsilon'_{ii})}\right]^{1/2} \tag{10-256}$$

对纵向本征模来说，场 $E^{(l)}$ 的方向与传播方向 $\mathbf{s}$ 一致，η_l 等于无穷大，这时（10-255）式中的分母 $(\eta_l^2-\varepsilon'_{ii})N^{(l)}$ 按（10-226）式变为

$$[\eta_l^2-\varepsilon'_{ii}]N^{(l)}=[\mathbf{s}\cdot\underline{\varepsilon}\cdot\mathbf{s}]^{1/2} \tag{10-257}$$

由（10-255）式电位移本征矢量的分量为

$$D_i^{(m)}=\frac{\varepsilon_{ii}S_i}{(\eta_m^2-\varepsilon'_{ii})N^{(m)}} \tag{10-258}$$

到此，我们已经完全地给出了三类晶体即各向同性的，单轴的和双轴的传播模和非传播模的本征值和本征矢。

二、折射率椭球

由（10-214）式所给出的等电能密度面可以写为

$$\frac{D_x^2}{2w_e\varepsilon_0\varepsilon'_{xx}}+\frac{D_y^2}{2w_e\varepsilon_0\varepsilon'_{yy}}+\frac{D_z^2}{2w_e\varepsilon_0\varepsilon'_{zz}}=1 \tag{10-259}$$

如果用 $\mathbf{r}$ 代替 $\mathbf{D}/\sqrt{2w_e\varepsilon_0}$，并用主折射率 η_x，η_y 和 η_z 代替相对主介电系数 $(\varepsilon'_{xx})^{1/2}$，$(\varepsilon'_{yy})^{1/2}$ 和 $(\varepsilon'_{zz})^{1/2}$，则（10-259）式又可写为

$$\frac{x^2}{\eta_x^2}+\frac{y^2}{\eta_y^2}+\frac{z^2}{\eta_z^2}=1 \tag{10-260}$$

这也是一个椭球方程，叫做折射率椭球或光率体。折射率椭球主要被用来寻找在晶体内沿任意方向 $\mathbf{s}$ 传播的两个独立的传播模的折射率和相应的电位移 $\mathbf{D}$ 的方向的。具体的方法如下：作垂直于传播方向 $\mathbf{s}$ 并通过椭球原点的一个椭圆的截面，该椭圆的两个轴的长度分别为 $2\eta_1$ 和 $2\eta_2$，可以证明[9] η_1 和 η_2 就是菲涅耳方程的两个解，即两个传播模的折射率。并且该椭圆的两个轴分别平行于两个传播模的电位移矢量 $\mathbf{D}_1$ 和 $\mathbf{D}_2$ 的方向。现以单轴晶体为例加以说明。

单轴晶体的折射率椭球可简化为

$$\frac{x^2}{\eta_0^2}+\frac{y^2}{\eta_0^2}+\frac{z^2}{\eta_e^2}=1 \tag{10-261}$$

式中 η_0 是寻常折射率，η_e 是非常折射率。如果 $\eta_e>\eta_0$，晶体叫做正单轴晶体，$\eta_e<$

η_0 的晶体叫做负单轴晶体。现假定波的传播方向的单位矢量为 s，由于单轴晶体的折射率椭球是绕 z 轴的一个旋转椭球，所以不失普遍性可以选择坐标轴使得矢量 s 在 xy 平面上的投影与 y 轴相重合。这样，垂直于 s 并与折射率椭球相截的椭圆，不管 s 方向如何，其半短轴（对正单轴晶体）是不变的，相应的折射率都是 η_0，而椭圆的半长轴随 s 的方向不同而变，如图 10-7 所示。图中相截椭圆的半长轴 oA 在 s 和 z 轴所组成的平面之内，而半短轴与上述平面相垂直。寻常光的偏振方向保持不变，即沿图中 x 轴的方向，不随 θ 变化，折射率总等于 η_0。非常光的 $\mathbf{D}_e(\theta)$ 的方向随 θ 而变，且 $\eta_e(\theta)$ 的值由 $\theta=0°$ 时的 $\eta_e(\theta)=\eta_e(0)=\eta_0$ 变化到 $\theta=90°$ 时的 $\eta_e(\theta)=\eta_e\left(\frac{\pi}{2}\right)=\eta_e$。根据图 10-7 不难求得

$$\frac{1}{\eta_e^2(\theta)}=\frac{\cos^2\theta}{\eta_0^2}+\frac{\sin^2\theta}{\eta_e^2} \tag{10-262}$$

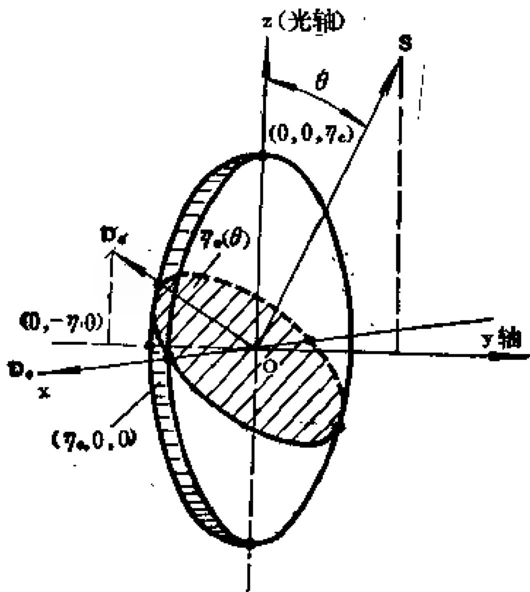


图 10-7 正单轴晶体情况下，寻求给定传播方向 s 时的两个传播模的折射率以及相应的电位移 D 方向的图示法。

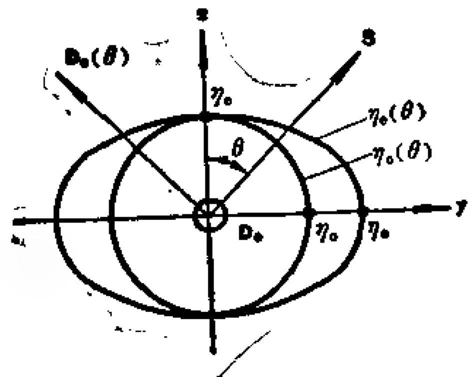


图 10-8 正单轴晶体（$\eta_e>\eta_o$）的法面与 S—z 平面的交线

由以上所得到的寻常光和非常光的折射率随波法线方向 s 变化规律 $\eta_0(\theta,\varphi)$ 和 $\eta_e(\theta,\varphi)$，所确定的三维曲面叫做法曲。当然，对单轴晶体来说，方位角 φ 是多余的。由 $\eta_e(\theta,\varphi)$ 所确定的法面也是绕光轴 z 的一个旋转椭球面，而 $\eta_0(\theta,\varphi)$ 所确定的法面是一个球面。这两个法面与 S—z 平面的交线，如图 10-8 所示。注意该图也是对正单轴晶体而言的。我们在这里引入的法面图是十分有用的，因为从这种图中可以一目了然地得到两个传播模的折射率大小，并立即给出相应的电位移矢量的方向，$\mathbf{D}_e(\theta)$ 在 S—z 平面内，$\mathbf{D}_0$ 与该平面相垂直。

三、媒质有耗对波的传播的影响

到现在为止，我们所讨论的情况是以基本关系 (10-210) 式为基础的，这关系表示媒质是无耗的。实际上媒质总是有耗的，这时介电张量应表示为

$$\underline{\varepsilon}(\omega)=\underline{\varepsilon}'(\omega)+i\underline{\varepsilon}''(\omega) \tag{10-263}$$

因为通常我们所讨论的电介媒质损耗是很小的，因而 $\varepsilon''(\omega)$ 对折射率 η 的影响可以将 $\varepsilon''(\omega)$

当作一个微扰去处理。令 η 和 $\mathbf{E}$ 分别表示在忽略媒质损耗情况下所得到的折射率和电场矢量，则按（10-218）式有

$$\mathbf{D}=\underline{\boldsymbol{\varepsilon}}'\cdot\mathbf{E}=-\frac{\eta^2}{\mu c^2}\mathbf{s}\times(\mathbf{s}\times\mathbf{E}) \tag{10-264}$$

如果考虑到损耗 ε'' 的影响，令考虑微扰后的折射率和电场矢量分别为 η' 和 $\mathbf{E}'$，则又按（10-218）式有

$$\underline{\boldsymbol{\varepsilon}}\cdot\mathbf{E}'=-\frac{(\eta')^2}{\mu c^2}\mathbf{s}\times(\mathbf{s}\times\mathbf{E}') \tag{10-265}$$

现将 $\mathbf{E}'$ 标乘（10-264）式，$\mathbf{E}$ 标乘（10-265）式并相减，再利用恒等式 $\mathbf{E}\cdot\underline{\boldsymbol{\varepsilon}}\cdot\mathbf{E}'=\mathbf{E}'\cdot\underline{\boldsymbol{\varepsilon}}\cdot\mathbf{E}$ 以及矢量恒等式 $(\mathbf{U}\times\mathbf{V})\cdot\mathbf{W}=\mathbf{U}\cdot(\mathbf{V}\times\mathbf{W})$，可以求得

$$(\eta')^2=\eta^2+\frac{1}{\varepsilon_0}\frac{i\mathbf{E}\cdot\underline{\boldsymbol{\varepsilon}}''(\omega)\cdot\mathbf{E}'}{(\mathbf{s}\times\mathbf{E})\cdot(\mathbf{s}\times\mathbf{E}')} \tag{10-266}$$

如果我们忽略（10-266）式右边 $\mathbf{E}$ 和 $\mathbf{E}'$ 之间的微小差别，并将平方根展开得

$$\begin{aligned}\eta'&=\eta+\frac{i}{2\varepsilon_0\eta}\frac{\mathbf{E}\cdot\underline{\boldsymbol{\varepsilon}}''(\omega)\cdot\mathbf{E}}{(\mathbf{s}\times\mathbf{E})^2}\\&=\eta+iK\end{aligned} \tag{10-267}$$

式中

$$K=\frac{1}{2\varepsilon_0\eta}\frac{\mathbf{E}\cdot\underline{\boldsymbol{\varepsilon}}''(\omega)\cdot\mathbf{E}}{(\mathbf{s}\times\mathbf{E})^2} \tag{10-268}$$

叫做在 $\mathbf{s}$ 方向传播的行波的消光系数。

四、非线性相互作用的电磁公式

在许多非线性光学现象中，要涉及若干个波场之间的耦合问题，这里将由麦克斯韦尔方程组出发，导出一个能用来描述波的混合规律的基本方程。

在一个非磁的均匀电介质中，由

方程组可以给出如下的波动方程

$$\nabla^2\mathbf{E}=\mu_0\sigma\frac{\partial\mathbf{E}}{\partial t}+\mu_0\varepsilon_0\frac{\partial^2\mathbf{E}}{\partial t^2}+\mu_0\frac{\partial^2}{\partial t^2}\mathbf{P} \tag{10-269}$$

式中 σ 是电导率，μ_0 是真空中的导磁率，ε_0 是真空中的介电系数，$\mathbf{P}$ 是电极化强度，它包括线性电极化强度 $\mathbf{P}_L$ 和非线性电极化强度 $\mathbf{P}_{NL}$。如果将电场强度 $\mathbf{E}(\mathbf{r},t)$ 和电极化强度 $\mathbf{P}(\mathbf{r},t)$ 用它们的傅里叶分量表示，即

$$\mathbf{E}(\mathbf{r},t)=\sum_n\mathbf{E}(\omega_n,\mathbf{r})e^{-i\omega_n t} \tag{10-270}$$

$$\mathbf{P}(\mathbf{r},t)=\sum_n\mathbf{P}(\omega_n,\mathbf{r})e^{-i\omega_n t} \tag{10-271}$$

则对应每一频率分量的波动方程为

$$\nabla^2\mathbf{E}(\omega_n,\mathbf{r})=-\mu_0\sigma i\omega_n\mathbf{E}(\omega_n,\mathbf{r})-\mu_0\varepsilon_0\omega_n^2\mathbf{E}(\omega_n,\mathbf{r})-\mu_0\omega_n^2\mathbf{P}(\omega_n,\mathbf{r}) \tag{10-272}$$

如果媒质的响应是线性的，则电极化强度 $\mathbf{P}(\omega_n,\mathbf{r})$，只包含线性电极化强度 $\mathbf{P}^{(1)}(\omega_n,\mathbf{r})$，即

$$\mathbf{P}(\omega_n,\mathbf{r})=\mathbf{P}^{(1)}(\omega_n,\mathbf{r})=\varepsilon_0\underline{\boldsymbol{\chi}}^{(1)}(\omega_n)\cdot\mathbf{E}(\omega_n,\mathbf{r}) \tag{10-273}$$

将（10-273）式代入（10-272）式就得到熟知的波动方程

$$\nabla^2\mathbf{E}(\omega_n,\mathbf{r}) = i\mu_0\sigma\omega_n\mathbf{E}(\omega_n,\mathbf{r}) - \mu_0\omega_n^2\underline{\boldsymbol{\varepsilon}}(\omega_n)\cdot\mathbf{E}(\omega_n,\mathbf{r}) \quad (10\text{-}274)$$

式中

$$\underline{\varepsilon}(\omega_n) = \varepsilon_0(\mathbf{I} + \underline{\boldsymbol{x}}^{(1)}(\omega_n)) \quad (10\text{-}275)$$

是介电张量，I 是单位矩阵。（10-274）式的解是平面波，具体形式可以写为

$$\mathbf{E}(\omega_n,\mathbf{r}) = E(\omega_n)\mathbf{a}(\omega_n)e^{i(\mathbf{k}_n\cdot\mathbf{r})} \quad (10\text{-}276)$$

式中 $E(\omega_n)$ 表示电场振幅，$\mathbf{a}(\omega_n)$ 表示波的偏振方向的单位矢量。有耗媒质 $\sigma\neq 0$，k_n 是复数；无耗媒质 k_n 是实数。现假定波的传播方向为 z 方向，则（10-276）式可改写为

$$\mathbf{E}(\omega_n,z) = E(\omega_n,z)\mathbf{a}(\omega_n)\exp(ik_nz) \quad (10\text{-}277)$$

这里的 k_n 是实数，但振幅 $E(\omega_n,z)$ 已是 z 的函数。将（10-277）式代入（10-274）式并假定场振幅 $E(\omega_n,z)$ 的变化足够慢，以致有

$$\left|\frac{d^2E(\omega_n,z)}{dz^2}\right| \ll \left|\frac{dE(\omega_n,z)}{dz}\right|k_n \quad (10\text{-}278)$$

可以得到

$$\begin{aligned}&2ik_n\mathbf{a}(\omega_n)\frac{dE(\omega_n,z)}{dz} - \mathbf{a}(\omega_n)E(\omega_n,z)k_n^2\\&\quad + i\mu_0\sigma\omega_nE(\omega_n,z)\mathbf{a}(\omega_n) + \mu_0\omega_n^2E(\omega_n,z)\underline{\boldsymbol{\varepsilon}}(\omega_n)\cdot\mathbf{a}(\omega_n)\\&= 0\end{aligned} \quad (10\text{-}279)$$

如果媒质是无耗的，这时场振幅不随 z 变化，$\dfrac{dE(\omega_n,z)}{dz} = 0$，则（10-279）式变为

$$-k_n^2\mathbf{a}(\omega_n) + \mu_0\omega_n^2\underline{\boldsymbol{\varepsilon}}(\omega_n)\cdot\mathbf{a}(\omega_n) = 0 \quad (10\text{-}280)$$

利用矢量恒等式 $\mathbf{a}\times(\mathbf{b}\times\mathbf{c}) = (\mathbf{a}\cdot\mathbf{c})\mathbf{b} - (\mathbf{a}\cdot\mathbf{b})\times\mathbf{c}$，上式可写为

$$k_n^2\mathbf{z}_0\times(\mathbf{z}_0\times\mathbf{a}(\omega_n)) + \mu_0\omega_n^2\underline{\boldsymbol{\varepsilon}}(\omega_n)\cdot\mathbf{a}(\omega_n) = 0 \quad (10\text{-}281)$$

式中 $\mathbf{z}_0$ 是波的传播方向（z方向）的单位矢量。

如果媒质对场的响应还包括非线性效应，则电极化强度 $\mathbf{P}(\omega_n,\mathbf{r})$ 包括线性项和非线性项，即

$$\mathbf{P}(\omega_n,\mathbf{r}) = \mathbf{P}^{(1)}(\omega_n,\mathbf{r}) + \mathbf{P}_{NL}(\omega_n,\mathbf{r}) \quad (10\text{-}282)$$

这时，在媒质为无耗情况下，（10-272）式变为

$$\begin{aligned}&\nabla^2\mathbf{E}(\omega_n,z) + \mu_0\omega_n^2\underline{\boldsymbol{\varepsilon}}(\omega_n)\cdot\mathbf{E}(\omega_n,z)\\&= -\mu_0\omega_n^2\mathbf{P}_{NL}(\omega_n,z)\end{aligned} \quad (10\text{-}283)$$

与（10-272）式相比，现在多了一项非线性激励项。由于这一激励项对线性效应的影响是很小的，因而在求解（10-283）式时，常把非线性激励项作为一种微扰来处理。如现在仍假定波沿着 z 方向传播，则（10-283）式的解的形式可表示为

$$\mathbf{E}(\omega_n,z) = E(\omega_n,z)[\mathbf{a}(\omega_n) + \mathbf{b}(\omega_n,z)]e^{ik_nz} \quad (10\text{-}284)$$

这个解的形式与解（10-277）式的不同，在线性响应和媒质无耗的情况下，偏振矢量 $\mathbf{a}(\omega_n)$ 和场振幅 $E(\omega_n)$ 都是恒定的，与波通过媒质所运行的距离 z 无关。而在考虑了非线性响应的情况下，即使媒质是无耗的，偏振矢量和场振幅都已是 z 的函数。然而，因为非线性激励项是作为对线性效应的一种微扰来处理的，因此我们可以认为电场振幅因子 $E(\omega_n,z)$ 是 z 的慢变化函数，而且同时认为偏振矢量的改变量 $\mathbf{b}(\omega_n,z)$ 既小变化又慢。（所谓变化慢，是指在距离 $\Delta z = 2\pi/k_n$—幅射波长的范围内，改变量 $\mathbf{b}(\omega_n,z)$ 很小）现在将（10-284）式

代入（10-283）式，并在此等式左边略去所有 $\frac{d^2E(\omega_n,z)}{dz^2}$，$\frac{d\mathbf{b}(\omega_n,z)}{dz}$ 和 $\frac{d^2\mathbf{b}(\omega_n,z)}{dz^2}$ 的项，在等式右边的非线性电极化强度 $\mathbf{P}_{NL}(\omega_n,z)$ 中略去 $\mathbf{b}(\omega_n,z)$。在 $\mathbf{P}_{NL}(\omega_n,z)$ 中略去 $\mathbf{b}(\omega_n,z)$ 后使用 $\mathbf{P}'_{NL}(\omega_n,z)$ 表示，以示与 $\mathbf{P}_{NL}(\omega_n,z)$ 之间的差别。这样，我们得到

$$
\begin{aligned}
&-\left[2ik_n\frac{dE(\omega_n,z)}{dz}-k_n^2E(\omega_n,z)\right]\mathbf{z}_0\times\{\mathbf{z}_0\times[\mathbf{a}(\omega_n)+\mathbf{b}(\omega_n,z)]\}\\
&+\mu_0\omega_n^2\underline{\varepsilon}(\omega_n)\cdot[\mathbf{a}(\omega_n)+\mathbf{b}(\omega_n,z)]E(\omega_n,z)\\
&=-\mu_0\omega_n^2\mathbf{P}'_{NL}(\omega_n,z)e^{-ik_nz}
\end{aligned}
\tag{10-285}
$$

现用 $\mathbf{a}(\omega_n)$ 点乘（10-285）式，用 $[\mathbf{a}(\omega_n)+\mathbf{b}(\omega_n,z)]E(\omega_n,z)$ 点乘（10-281）式并相减，再将如下的恒等式

$$
\begin{aligned}
&k_n^2E(\omega_n,z)\mathbf{a}(\omega_n)\cdot\{\mathbf{z}_0\times[\mathbf{z}_0\times(\mathbf{a}(\omega_n)+\mathbf{b}(\omega_n,z))]\}\\
&=k_n^2E(\omega_n,z)[\mathbf{a}(\omega_n)+\mathbf{b}(\omega_n,z)]\cdot\mathbf{z}_0\times[\mathbf{z}_0\times\mathbf{a}(\omega_n)]
\end{aligned}
$$

和

$$
\begin{aligned}
&[\mathbf{a}(\omega_n)+\mathbf{b}(\omega_n,z)]\cdot\underline{\varepsilon}(\omega_n)\cdot\mathbf{a}(\omega_n)\\
&=\mathbf{a}(\omega_n)\cdot\underline{\varepsilon}(\omega_n)\cdot[\mathbf{a}(\omega_n)+\mathbf{b}(\omega_n,z)]
\end{aligned}
$$

代入，不难求得

$$
\begin{aligned}
&2ik_n\frac{dE(\omega_n,z)}{dz}[\mathbf{a}(\omega_n)\times\mathbf{z}_0]\cdot\{\mathbf{z}_0\times[\mathbf{a}(\omega_n)+\mathbf{b}(\omega_n,z)]\}\\
&=\mu_0\omega_n^2\mathbf{a}(\omega_n)\cdot\mathbf{P}'_{NL}(\omega_n,z)e^{-ik_nz}
\end{aligned}
\tag{10-286}
$$

因为 $\frac{dE(\omega_n,z)}{dz}$ 和 $\mathbf{b}(\omega_n,z)$ 是作为一个小量来处理的，所以在方程（10-286）中含有它们乘积的项都可以被略去。并考虑到对大多数媒质来说 $|\mathbf{z}_0\times\mathbf{a}(\omega_n)|$ 的值接近于1，即平面电磁波的电矢量基本上与波的传播方向相垂直。则由（10-286）式求得标量振幅因子 $E(\omega_n,z)$ 的微分方程为：

$$
\frac{dE(\omega_n,z)}{dz}=\frac{i\mu_0\omega_n^2}{2[\mathbf{z}_0\times\mathbf{a}(\omega_n)]^2k_n}\mathbf{a}(\omega_n)\cdot\mathbf{P}'_{NL}(\omega_n,z)e^{-ik_nz}
\tag{10-287}
$$

$$
\doteq\frac{i\mu_0\omega_n^2}{2k_n}\mathbf{a}(\omega_n)\cdot\mathbf{P}'_{NL}(\omega_n,z)e^{-ik_nz}
\tag{10-288}
$$

（10-288）式就是我们所要求的用来讨论波的混合过程的基本方程。

五、相位匹配

有一个十分重要的决定着波的混合过程效率的条件，即所谓相位匹配条件。下面以产生二次谐波的过程为例说明这个条件的意义。

假定频率为 ω 的辐射从一块厚度为 l 的非线性介质的一边进入，从另一边可出射频率为 2ω 的辐射。令频率为 ω 的场的方程为

$$
\mathbf{E}=\mathbf{E}_1\cos(k_1z-\omega t)=\mathbf{E}(\omega)e^{-i\omega t}+\mathbf{E}^*(\omega)e^{i\omega t}
\tag{10-289}
$$

式中 $\mathbf{E}(\omega)=\frac{1}{2}\mathbf{E}_1e^{ik_1z}$，传播常数 $k_1=\frac{2\pi}{\lambda_1}=\frac{\eta_1\omega}{c}$，$\eta_1$ 是频率为 ω 的辐射的折射率。由二次非线性效应所产生的频率为 2ω 的二阶非线性电极化强度 $\mathbf{P}^{(2)}(2\omega)$ 为

$$
\mathbf{P}^{(2)}(2\omega)=\frac{1}{4}\varepsilon_0\boldsymbol{\chi}^{(2)}(\omega,\omega):\mathbf{E}_1\mathbf{E}_1\exp[i(2k_1z-2\omega t)]
$$

$$+\frac{1}{4}\varepsilon_0\underline{\chi}^{(2)}(-\omega,-\omega):\mathbf{E}_1\mathbf{E}_1\exp[-i(2k_1z-2\omega t)]$$

$$=\frac{1}{2}\varepsilon_0\underline{\chi}^{(2)}(\omega,\omega):\mathbf{E}_1\mathbf{E}_1\cos(2k_1z-2\omega t) \tag{10-290}$$

这里已利用了在无耗区域内电极化率张量的时间反转对称性 $\chi^{(2)}(\omega,\omega)=\chi^{(2)}(-\omega,-\omega)$。由（10-290）式可见，由于二次非线性效应在媒质内所感应的二阶非线性电极化强度的空间变化是由二倍于基波的传播常数 $2k_1$ 来决定的，η_2 是频率为 2ω 的辐射的折射率。这个在媒质内所感生的频率为 2ω 的电极化强度发射频率为 2ω 的辐射。显然离输入端距离 z 处的一薄层厚度为 dz 的媒质，在媒质输出端所产生的电场与 $\cos[2k_1z-2\omega(t-t')]dz$ 成正比。式中 t' 是频率为 2ω 的辐射传输一段距离 $l-z$ 所需的时间，$t'=\dfrac{l-z}{v_2}=(l-z)\dfrac{k_2}{2\omega}$，所以在媒质输出端总的二次谐波场正比于

$$\int_0^l\cos[2k_1z-2\omega(t-t')]dz$$

$$=2\cos\left[\frac{1}{2}(2k_1+k_2)l-2\omega t\right]\frac{\sin\frac{1}{2}(2k_1-k_2)l}{2k_1-k_2} \tag{10-291}$$

由此可见，在媒质输出端二次谐波的辐射强度

$$I\propto\frac{\sin^2\frac{1}{2}(2k_1-k_2)l}{(2k_1-k_2)^2}\propto\frac{\sin^2\frac{\omega}{c}(\eta_1-\eta_2)l}{(\eta_1-\eta_2)^2} \tag{10-292}$$

当媒质厚度 l 满足

$$l=\frac{\lambda}{4(\eta_1-\eta_2)}(2m+1)=l_c(2m+1) \tag{10-293}$$

时，强度 I 最大。式中 λ_0 是频率为 ω 的辐射在自由空间的波长，$l_c=\dfrac{\lambda_0}{4(\eta_1-\eta_2)}$。（10-292）式和（10-293）式表明只有当媒质厚度 l 等于 l_c 或 l_c 的奇数倍时，在媒质输出端产生的二次谐波辐射强度才最大。但是，在 $\eta_1=\eta_2$ 的特殊情况下，即当满足 $2k_1=k_2$ 时，在输出端谐波强度便随着媒质厚度 l 的增加而增大。对于条件 $2k_1=k_2$ 可以理解如下，在极化场中相距为 d 的一对小区域，相位变化为 $2k_1d$，从这一对小区域所发射的频率为 2ω 的辐射来说，只有一个小区域所发射的辐射传到另一个小区域时相位变化 k_2d 恰好等于 $2k_1d$ 时，即只有当 $2k_1=k_2$ 时，从这两个小区域所发射的辐射才相加加强。一般讲 $(2k_1-k_2)d\neq0$。满足

$$2k_1=k_2 \tag{10-294}$$

的条件，便叫做相位匹配条件。上面引入的 l_c 叫做二次谐波产生过程的相干长度。

从辐射的量子观点很容易得到相位匹配条件（10-294）式。可以认为基波和谐波波束都是由光子流组成，沿传播方向光子的动量分别为 $\hbar k_1$ 和 $\hbar k_2$。根据这种观点，产生二次谐波的过程就是由于媒质的非线性效应，从基波光束中取出两个光子组合一起而形成一个光子的过程。这种过程必须同时遵守能量守恒条件

$$\hbar\omega+\hbar\omega=\hbar2\omega$$

和动量守恒条件

$$\hbar k_1+\hbar k_1=\hbar k_2$$

显然，只有满足相位匹配条件（10-294）式时，二次谐波过程才能发生。

如果波的混合过程中包含若干个频率成份的场，例如三个频率 ω_1，ω_2 和 ω_3，而且三束波不一定在同一方向上，则在一般三波混合情况下的相位匹配条件为

$$\mathbf{k}_1+\mathbf{k}_2=\mathbf{k}_3 \tag{10-295}$$

与此过程相连系的相干长度为

$$l_c=\frac{\pi}{|\mathbf{k}_1+\mathbf{k}_2-\mathbf{k}_3|} \tag{10-296}$$

凡是波的传播矢量都在同一方向上的相位匹配叫做共线相位匹配，波的传播矢量不在同一方向上的相位匹配叫做非共线相位匹配。

应该知道，只有在特殊情况下才能完全满足相位匹配条件。例如对于含有两个频率的波的混合过程来说，如果媒质在光学上是各向同性的，那么在正常色散条件下是不可能满足相位匹配条件的。又如对含有三个频率的过程来说，当三束波相平行时，也不可能满足（10-295）式的。因为左边的最大值 $(\eta_1\omega_1+\eta_2\omega_2)/c$ 总是小于右边的 $\eta_3(\omega_1+\omega_2)/c$。可见各向同性媒质是不能用来达到相位匹配目的的。为达到相位匹配的目的，要采用各向异性的晶体，利用单轴或双轴晶体的双折射特性去补偿正常的色散效应。例如红宝石激光通过 KDP 晶体时，利用所谓临界相位匹配产生二次谐波。KDP 晶体是负单轴晶体，它对红宝石激光波长（6943 埃）及其二次谐波波长的光的折射率面通过光轴的截面如图 10-9 所示。对应每一个频率有两个截面，一个是寻常光的，一个是非常光的。由图可见，当波在图中所示的传播方向上通过晶体时，有 $\eta_{1o}=\eta_{2e}$，因而满足相位匹配条件。这种利用两个折射率面相交的相位匹配，叫做临界相位匹配。

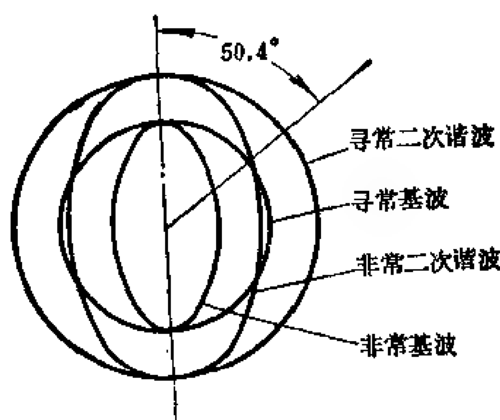


图 10-9　在 KDP 晶体中的红宝石激光频率及其二次谐波折射率面通过光轴的截面。

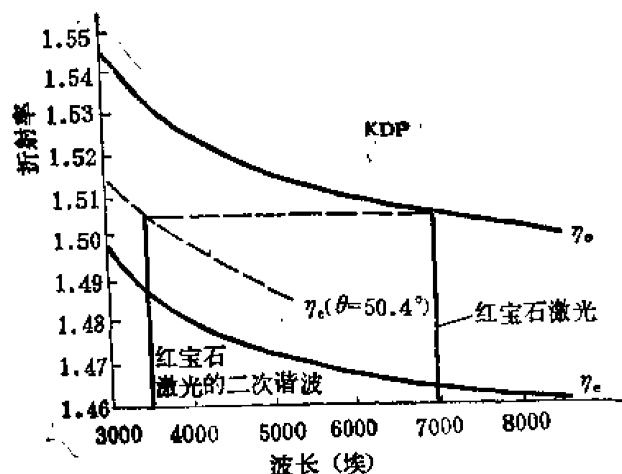


图 10-10　KDP 晶体的寻常光和非寻常光折射率 η_o 和 η_e 与波长的关系。

图 10-10 是 KDP 晶体的寻常光和非寻常光折射率 η_0 和 η_e 随波长的变化曲线。图中表明沿着与光轴成 50.4° 的方向上传播的非常光二次谐波的折射率与基波的寻常光折射率相等，在该方向上满足相位匹配条件。

注意，上述相位匹配技术不是对所有材料和任意波长都成立的，如从图 10-11 可见，在石英中没有任何频率满足产生二次谐波的相位匹配条件。

除临界相位匹配外，还有所谓非临界相位匹配，这种相位匹配是利用折射率与温度的关

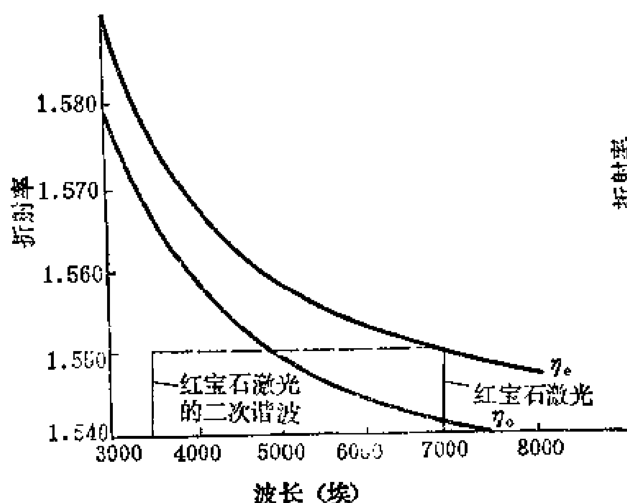


图 10-11　石英的寻常光和非寻常光折射率 η_0 和 η_e 与波长的关系。

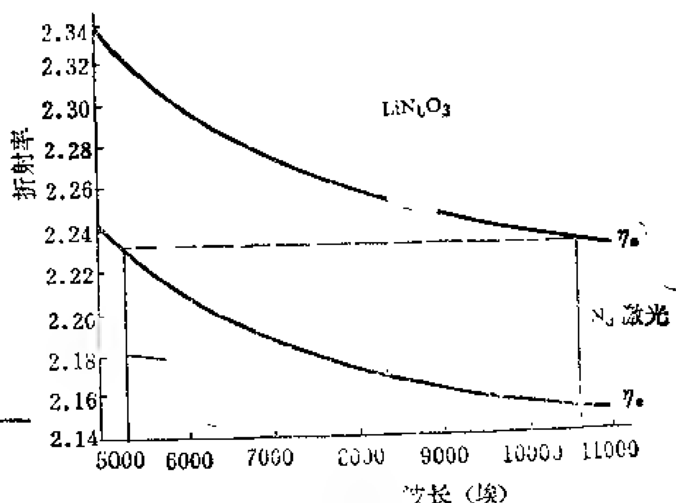


图 10-12　$LiNbo_3$ 的寻常光和非常光折射率 η_0 和 η_e 与波长的关系，在此温度下，$LiNbo_3$ 的双折射效应恰好能提供产生钕激光二次谐波的相位匹配。

系来完成的。例如改变 $LiNbO_3$ 晶体的温度时，可使其折射率与波长的关系恰好如图 10-12 所示。这时正好能满足使钕激光（1.06 微米）产生二次谐波所必须的相位匹配条件。基波的寻常光折射率面恰好与二次谐波的非常光折射率面相切。这种利用两个折射率面相切所进行的相位匹配叫做非临界相位匹配，这时，波在垂直于光轴的平面内传播

最后要指出，如果在波的混合中含有三束波，如和频产生 $\omega_1+\omega_2=\omega_3$，那么在双折射晶体中可能有两类相位匹配，即所谓第一类相位匹配和第二类相位匹配。第一类相位匹配是 ω_1 和 ω_2 的两束波都是具有相同偏振方向的波，即两者都是 o 波或 e 波。第二类相位匹配是 ω_1 和 ω_2 的两束波有正交的偏振方向，即一束是 o 波，另一束是 e 波。至于那种晶体具有那种匹配方式，视晶体的性质（正或负）和色散情况（正常色散还是反常色散）而定。

第三节　二次非线性效应所引起的现象

至此，我们已具备讨论非线性光学现象的基础。因为在实际上比较重要的是二次非线性效应和三次非线性效应所引起的非线性光学现象，这将在本节和下节中分别加以讨论。本节所要讨论的非线性光学现象有：旋光性理论，法拉第效应，线性电光效应，光整流效应，和频与差频的产生，参量变换，参量放大与振荡等。

因为具有反演对称性的媒质的二阶电极化率张量为零，因而本节所使用的媒质都是没有反演对称的。而且所讨论的情况是远离共振区的，因而 $\underline{\boldsymbol{x}}^{(1)}$ 和 $\underline{\boldsymbol{x}}^{(2)}$ 两者都是实数，具有完全对易对称性和时间反演对称性。

一、旋光性理论

当一束平面偏振光通过某些媒质时，偏振面逐渐转动，旋转的角度与材料的厚度成正比，这种效应叫做旋光性。显示旋光性的物质很多，如糖溶液，松节油，氯酸钠（立方系）石英（单轴晶体）以及硫酸钠（双轴晶体）。这种现象必须与双折射现象区别开来，后者是将平面偏振光变为椭圆偏振光。对单轴和双轴晶体来说，沿着光轴方向最容易观察旋光效

应。

旋光性现象是阿喇戈首先在 1811 年发现的。菲涅耳解释这种现象时，假定圆偏振光通过上述那些媒质时是不变的，但右旋圆偏振光与左旋圆偏振光在媒质中的传播速度稍稍不同。并认为入射的平面偏振光是旋转方向相反的两个圆偏振光之和，它们在通过媒质后，一个光波的相位相对另一个有了相移。因此当两个圆偏振光在媒质的出射面处重新组合时，偏振面便产生了旋转。现在我们从非线性极化的理论来分析这种现象。

旋光现象是由一般表示式（10-23）式中含有场强梯度的项

$$P_i^\omega = \varepsilon_0 \chi_{ijl} \nabla_l E_j^\omega \tag{10-297}$$

来描述的。这表明我们必须考虑在一个分子或一个晶胞范围内电场的变化。为处理这一类问题，需要将电场展开为分子坐标 ρ 的幂级数，如

$$\mathbf{E}(\rho) = \mathbf{E}\Big|_{\rho=0} + (\boldsymbol{\rho}\cdot\nabla)\mathbf{E}\Big|_{\rho=0} + \frac{1}{2}(\boldsymbol{\rho}\cdot\nabla)^2\mathbf{E}\Big|_{\rho=0} + \cdots\cdots \tag{10-298}$$

比较（10-297）式和（10-298）式可见（10-298）式右边第二项是与旋光现象有关的项，并且该项中的分子坐标 ρ 已被包括在（10-297）式中的 χ_{ijl} 之中。

根据场强梯度的运算规则，$\nabla_l E_j^\omega$ 可用 $ik_l E_j^\omega$ 代替，所以（10-297）式可改写为

$$P_i^\omega = i\varepsilon_0 \chi_{ijl} E_j^\omega k_l \tag{10-299}$$

由于旋光性（或圆双折射）比线性双折射小得多，例如在可见光区域石英的线性双折射约为 0.009，而圆双折射为 0.00007，因而 P_i^ω 的作用可以当作对介电张量上的微扰来处理（在研究电光效应、磁光效应以及折射率随场强变化这样一类问题时，都是这样处理的）这时

$$\mathbf{D} = \varepsilon_0\mathbf{E} + \mathbf{P}_L - \mathbf{P}_{NL} = \underline{\varepsilon}\cdot\mathbf{E} + \mathbf{P}_{NL}$$

$$D_i = \varepsilon_{ij}E_j + P_i^\omega = (\varepsilon_{ij} + i\varepsilon_0\chi_{ijl}k_l)E_j \tag{10-300}$$

$$= (\varepsilon_{ij})_{eff}E_j \tag{10-301}$$

这表明 P_i^ω 的作用是对介电张量元素 ε_{ij} 的一种微扰，其结果是用有效值 $(\varepsilon_{ij})_{eff}$ 代替 ε_{ij}。现以石英为例分析其旋光现象。石英属 32 类晶体，如果激光沿光轴 z 传播，$k_z \neq 0$，$k_x = k_y = 0$，则在主坐标系中石英的有效介电张量为

$$(\underline{\varepsilon})_{eff} = \begin{pmatrix} \varepsilon_{xx} & i\varepsilon_0\chi_{xyz}k_z & 0 \\ -i\varepsilon_0\chi_{xyz}k_z & \varepsilon_{xx} & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_{zz} \end{pmatrix} \tag{10-302}$$

将（10-302）式代入（10-218）式有

$$\mathbf{D} = \frac{\eta^2}{\mu c^2}[\mathbf{E} - \mathbf{S}(\mathbf{S}\cdot\mathbf{E})] = (\underline{\varepsilon})_{eff}\cdot\mathbf{E}$$

写成矩阵的形式有

$$\begin{pmatrix} \varepsilon'_{xx} & i\chi_{xyz}k_z & 0 \\ -i\chi_{xyz}k_z & \varepsilon'_{xx} & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon'_{zz} + s_{zz}\eta^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{pmatrix}$$

$$= \begin{pmatrix} \eta^2 & 0 & 0 \\ 0 & \eta^2 & 0 \\ 0 & 0 & \eta^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{pmatrix} \tag{10-303}$$

由此可见，由方程 $(\varepsilon'_{zz}+s_z s_z \eta^2)E_z-\eta^2 E_z=0$ 可解得 $E_z=0$。对于场分量 E_x 和 E_y，可由

$$\begin{pmatrix} \varepsilon'_{xx}-\eta^2 & i\chi_{xyz}k_z \\ -i\chi_{xyz}k_z & \varepsilon'_{xx}-\eta^2 \end{pmatrix}\begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix}=0 \tag{10-304}$$

求得。(10-304) 式有解的条件是系数行列式为零，由此求得本征值

$$\eta_1^2=\varepsilon'_{xx}+\chi_{xyz}k_z \tag{10-305}$$

$$\eta_2^2=\varepsilon'_{xx}-\chi_{xyz}k_z \tag{10-306}$$

将本征值 η_1^2 和 η_2^2 分别代入 (10-304) 式可得相应的本征矢

$$E_x=iE_y \quad 和 \quad E_x=-iE_y \tag{10-307}$$

显然这两个本征矢所表示的是圆偏振光。因为它们的折射率不等，因而当一平面偏振光沿光轴 z 通过石英晶体时，偏振面旋转。不难证明偏振面旋转的角度 θ 为

$$\theta=\frac{\pi(\eta_1-\eta_2)l}{\lambda}=\frac{2\pi^2 l\chi_{xyz}}{\eta\lambda^2} \tag{10-308}$$

石英有右旋石英和左旋石英两种，两者的 χ_{xyz} 的符号是不同的，前者的 χ_{xyz} 是正的，后者的是负的。

二、法拉第效应

法拉第在1845年发现，当一束平面偏振光沿着磁场方向通过受磁场作用的玻璃时，光波的偏振面发生了旋转，这种现象叫做法拉第效应。见图 (10-13)，偏振面转过的角度 θ 与磁感应强度 B 和媒质长度 l 成正比，即

$$\theta=\mathrm{V}Bl \tag{10-309}$$

式中 V 叫做费尔德常数。法拉第效应可以由 (10-23) 式中的

$$P_i=\varepsilon_0\chi_{ijl}E_j^{\omega_1}B_l^{\omega_2} \tag{10-310}$$

来描述。因为这里所加的磁场是恒定的，所以 (10-310) 式变为

$$P_i^{\omega}=\varepsilon_0\chi_{ijl}E_j^{\omega}B_l^{0} \tag{10-311}$$

实际上张量 χ_{ijl} 是一个三阶赝[10]张量。对光的传播方向和 $\mathbf{B}$ 的方向都是沿 z 轴的情况下，(10-311) 式中的两个有意义的分量是

$$P_x^{\omega}=i\chi_{xyz}E_y^{\omega}B_z^{0} \tag{10-312}$$

$$P_y^{\omega}=-i\chi_{xyz}E_x^{\omega}B_z^{0} \tag{10-313}$$

这样，各向同性的玻璃的有效介电张量为

$$(\underline{\varepsilon})_{eff}=\begin{pmatrix} \varepsilon & i\chi_{xyz}B_z^0 & 0 \\ -i\chi_{xyz}B_z^0 & \varepsilon & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon \end{pmatrix} \tag{10-314}$$

利用类似于旋光性理论求本征值和本征矢的方法，可以求得本征值和本征矢分别为

$$\eta_1^2=\varepsilon_r+\chi_{xyz}B_z^0 \tag{10-315}$$

$$\eta_2^2=\varepsilon_r-\chi_{xyz}B_z^0 \tag{10-316}$$

$$\mathbf{E}_1=\frac{E_0}{\sqrt{2}}\begin{pmatrix}1\\ i\\ 0\end{pmatrix} \qquad \mathbf{E}_2=\frac{E_0}{\sqrt{2}}\begin{pmatrix}1\\ -i\\ 0\end{pmatrix} \tag{10-317}$$

式中 E_0 是输入平面偏振光的振幅。由（10-315）式和（10-316）式求出折射率之差 $\eta_1-\eta_2=\chi_{xyz}B_z^0$，然后代入（10-308）式，便给出偏振面旋转的角度

$$\theta=\frac{\pi(\eta_1-\eta_2)l}{\lambda}=\frac{\pi l\chi_{xyz}B_z^0}{\lambda}$$

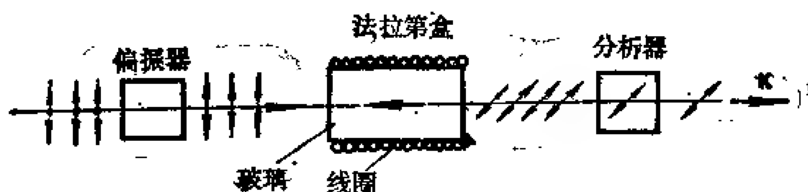


图 10-13 法拉第效应示意图

三、线性电光效应

线性电光效应也叫泡克尔斯效应。当没有反演中心的晶体受到恒定电场或低频电场（这里所讲的低频，包括微波的频率）作用时，晶体的折射率随外加电场线性变化。现假定有一恒定电场 $\mathbf{E}_0$ 和一光频场 $\mathbf{E}exp(-i\omega t)+c.c$ 同时作用在无中心对称的物质上，则按（10-59）式和（10-60）式有

$$\mathbf{P}^{(1)}(t)=\varepsilon_0\underline{\chi}^{(1)}(0)\cdot\mathbf{E}_0+\varepsilon_0[\underline{\chi}^{(1)}(\omega)\cdot\mathbf{E}exp(-i\omega t)+\underline{\chi}^{(1)}(-\omega)\cdot\mathbf{E}^*exp(i\omega t)] \tag{10-318}$$

$$\begin{aligned}\mathbf{P}^{(2)}(t)=\varepsilon_0\underline{\chi}^{(2)}(0,\ 0)\mathbf{E}_0\mathbf{E}_0+2\varepsilon_0\underline{\chi}^{(2)}(\omega,\ -\omega):\mathbf{E}\mathbf{E}^*+2\varepsilon_0[\underline{\chi}^{(2)}(\omega,\ 0):\mathbf{E}\mathbf{E}_0\exp(-i\omega t)\\+\underline{\chi}^{(2)}(-\omega,\ 0):\mathbf{E}^*\mathbf{E}_0\exp(i\omega t)]\\+\varepsilon_0[\underline{\chi}^{(2)}(\omega,\ \omega):\mathbf{E}\mathbf{E}\exp(-i2\omega t)\\+\underline{\chi}^{(2)}(-\omega,\ -\omega):\mathbf{E}^*\mathbf{E}^*\exp(i2\omega t)]\end{aligned} \tag{10-319}$$

由（10-318）式和（10-319）式可给出

$$\begin{aligned}P_\mu(\omega,\ t)&=\varepsilon_0[\chi^{(1)}_{\mu\alpha}(\omega)E_\alpha\exp(-i\omega t)+c.c]+2\varepsilon_0[\chi^{(2)}_{\mu\alpha\beta}(\omega,\ 0)\ E_\alpha E_{0\beta}\exp(-i\omega t)+c.c]\\&=\varepsilon_0\{[\chi^{(1)}_{\mu\alpha}(\omega)+2\chi^{(2)}_{\mu\alpha\beta}(\omega,\ 0)E_{0\beta}]\times E_\alpha\exp(-i\omega t)+c.c\}\end{aligned} \tag{10-320}$$

由此可见，恒定电场 E_0 的作用使频率为 ω 的线性电极化率张量元素改变了 $2\chi^{(2)}_{\mu\alpha\beta}(\omega,\ 0)E_{0\beta}$，因此介电张量有效值改变了

$$\delta\varepsilon_{\mu\alpha}(\omega)=2\varepsilon_0\chi^{(2)}_{\mu\alpha\beta}(\omega,\ 0)E_{0\beta} \tag{10-321}$$

因为下面需要介电张量倒数的改变，为此先导出 $\delta\varepsilon^{-1}_{\mu\alpha}$ 的表示式。令 $\underline{\varepsilon}$ 和 $\underline{\varepsilon}^{-1}$ 分别表示没有恒定电场 $\mathbf{E}_0$ 时的介电张量及其倒数，又令 $\delta\underline{\varepsilon}$ 和 $\delta\underline{\varepsilon}^{-1}$ 分别表示由于恒定电场 $\mathbf{E}_0$ 的存在所引起介电张量 $\underline{\varepsilon}$ 和其倒数的改变。因而存在恒定电场 $\mathbf{E}_0$ 时，就有关系

$$\frac{1}{\underline{\varepsilon}^{-1}+\delta\underline{\varepsilon}^{-1}}=\underline{\varepsilon}+\delta\underline{\varepsilon} \tag{10-322}$$

如果将 $\underline{\varepsilon}$ 理解为相对介电张量，则 $\underline{\varepsilon}^{-1}$，$\delta\underline{\varepsilon}$ 以及 $\delta\underline{\varepsilon}^{-1}$ 等也都是相对的。现将（10-322）式展开，不难求得

$$\frac{1}{\underline{\varepsilon}^{-1}+\delta\underline{\varepsilon}^{-1}}=\underline{\varepsilon}-\underline{\varepsilon}\delta\underline{\varepsilon}^{-1}\underline{\varepsilon} \tag{10-323}$$

比较（10-322）式和（10-323）式，可得

$$\delta\underline{\varepsilon}=-\underline{\varepsilon}\delta\underline{\varepsilon}^{-1}\underline{\varepsilon} \tag{10-324}$$

所以有 $\delta\varepsilon_{\mu\alpha}=-\varepsilon_{\mu\mu}\varepsilon_{\alpha\alpha}\delta\varepsilon_{\mu\alpha}^{-1}$，或

$$\delta\varepsilon_{\mu\alpha}'^{-1}=-\frac{\delta\varepsilon_{\mu\alpha}}{\varepsilon_{\mu\mu}'\varepsilon_{\alpha\alpha}'} \tag{10-325}$$

将（10-321）式代入（10-325）式，则有

$$\delta\varepsilon_{\mu\alpha}'^{-1}=-\frac{2\chi_{\mu\alpha\beta}^{(2)}(\omega,\ 0)}{\varepsilon_{\mu\mu}'\varepsilon_{\alpha\alpha}'}E_{0\beta}=\gamma_{\mu\alpha\beta}E_{0\beta} \tag{10-326}$$

式中

$$\gamma_{\mu\alpha\beta}=-2\chi_{\mu\alpha\beta}^{(2)}(\omega,\ 0)/\varepsilon_{\mu\mu}\varepsilon_{\alpha\alpha} \tag{10-327}$$

叫做电光张量元素。由二阶电极化率张量的完全对易对称性和时间反演对称性可知电光张量元素 $\gamma_{\mu\alpha\beta}$ 相对指标 μ、α 是对称的，即有 $\gamma_{\mu\alpha\beta}=\gamma_{\alpha\mu\beta}$。因此我们可以用单个指标代替指标 $\mu\alpha$，即

$$xx=1 \qquad yy=2 \qquad zz=3$$
$$yz=zy=4 \qquad xz=zx=5 \qquad xy=yx=6$$

这样（10-326）式在写成矩阵的形式时便有

$$\begin{pmatrix}\delta\left(\frac{1}{\eta^2}\right)_1\\ \delta\left(\frac{1}{\eta^2}\right)_2\\ \delta\left(\frac{1}{\eta^2}\right)_3\\ \delta\left(\frac{1}{\eta^2}\right)_4\\ \delta\left(\frac{1}{\eta^2}\right)_5\\ \delta\left(\frac{1}{\eta^2}\right)_6\end{pmatrix}=\begin{pmatrix}\gamma_{11} & \gamma_{12} & \gamma_{13}\\ \gamma_{21} & \gamma_{22} & \gamma_{23}\\ \gamma_{31} & \gamma_{32} & \gamma_{33}\\ \gamma_{41} & \gamma_{42} & \gamma_{43}\\ \gamma_{51} & \gamma_{52} & \gamma_{53}\\ \gamma_{61} & \gamma_{62} & \gamma_{63}\end{pmatrix}\begin{pmatrix}E_{01}\\ E_{02}\\ E_{03}\end{pmatrix} \tag{10-328}$$

在第二节的二中，我们已详细地讨论了波的传播特性可以利用折射率椭球 $\frac{x^2}{\eta_x^2}+\frac{y^2}{\eta_y^2}+\frac{z^2}{\eta_z^2}=1$ 来描述。但从（10-326）式或（10-328）式可知，由于恒定电场 E_0 的存在引起折射率椭球的常数 $1/\eta_x^2$，$1/\eta_y^2$ 和 $1/\eta_z^2$ 等发生了变化。因此当 $E_0\neq0$ 时，我们可以将折射率椭球的方程改写为如下一般的形式

$$\left(\frac{1}{\eta^2}\right)_1x^2+\left(\frac{1}{\eta^2}\right)_2y^2+\left(\frac{1}{\eta^2}\right)_3z^2+2\left(\frac{1}{\eta^2}\right)_4yz+2\left(\frac{1}{\eta^2}\right)_5xz+2\left(\frac{1}{\eta^2}\right)_6xy=1 \tag{10-329}$$

当电场 $E_0=0$ 时，而且使 x，y，z 轴平行于晶体的介电主轴，则有

$$\left(\frac{1}{\eta^2}\right)_1\Big|_{E_0=0}=\frac{1}{\eta_x^2} \qquad \left(\frac{1}{\eta^2}\right)_2\Big|_{E_0=0}=\frac{1}{\eta_y^2} \qquad \left(\frac{1}{\eta^2}\right)_3\Big|_{E_0=0}=\frac{1}{\eta_z^2}$$
$$\left(\frac{1}{\eta^2}\right)_4\Big|_{E_0=0}=0 \qquad \left(\frac{1}{\eta^2}\right)_5\Big|_{E_0=0}=0 \qquad \left(\frac{1}{\eta^2}\right)_6\Big|_{E_0=0}=0$$

因为我们常常可把二阶非线性电极化强度写成

$$P_i(t)=d_{ijk}E_j(t)E_k(t) \tag{10-330}$$

由于克莱曼对称性 $d_{ijk}=d_{ikj}$，和对电光张量那样用一个指标代替指标 jk，这样，（10-330）

式的矩阵形式为

$$\begin{pmatrix} P_x \\ P_y \\ P_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} d_{11} & d_{12} & d_{13} & d_{14} & d_{15} & d_{16} \\ d_{21} & d_{22} & d_{23} & d_{24} & d_{25} & d_{26} \\ d_{31} & d_{32} & d_{33} & d_{34} & d_{35} & d_{36} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x^2 \\ E_y^2 \\ E_z^2 \\ E_xE_y + E_yE_x \\ E_xE_z + E_zE_x \\ E_xE_y + E_yE_x \end{pmatrix} \tag{10-331}$$

关于非线性光学张量 $\underline{d}$ 的形式见表 10-4。若干电光物质及其性质见表 10-5。

例如对 $\bar{4}$ 2m 类晶体的二阶非线性电极化率张量 $\chi^{(2)}_{\kappa\alpha\beta}(\omega_1, \omega_2)$，非线性光学张量 d_{ijk} 以及电光张量 $\gamma_{\kappa\alpha\beta}$ 的形式如下：

$$\underline{\chi}^{(2)}: \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & XYZ & XZY & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & XZY & XYZ & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & ZXY & ZYX \end{pmatrix} \tag{10-332}$$

$$\underline{d}: \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & d_{14} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & d_{25} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & d_{36} \end{pmatrix} \tag{10-333}$$

$$\underline{\gamma}: \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ \gamma_{41} & 0 & 0 \\ 0 & \gamma_{52} & 0 \\ 0 & 0 & \gamma_{63} \end{pmatrix} \qquad \gamma_{41} = \gamma_{52} \tag{10-334}$$

由上表可见，对 $\bar{4}$ 2m 类晶体来说，γ_{41} 来自 d_{25} 和 d_{36}，γ_{52} 来自 d_{36} 和 d_{14}，γ_{63} 来自 d_{14} 和 d_{25}。因为 $d_{14} = d_{25}$，所以 $\gamma_{41} = \gamma_{52}$。表 10-5 给出某些电光材料以及它们的性质。现以 KH_2PO_4 为例分析其线性电光效应。*KDP* 属 $\bar{4}$ m 类晶体，由（10-334）式可知其电光张量非零元素只有 $\gamma_{41} = \gamma_{52}$ 和 γ_{63}。

和讨论旋光效应一样，将二阶非线性电极化强度 $P_i^{\omega} = 2\varepsilon_0\chi_{ijl}(\omega, 0)E_j(\omega)E_l(0)$ 当作对介电张量 ε_{ij} 的微扰来处理。如果恒定电场沿光轴 z 的方向，又光波沿 z 轴方向传播，即所谓纵向运用，则可求得有效介电张量为

$$(\underline{\varepsilon}')_{eff} = \begin{pmatrix} \varepsilon'_{xx} & 2\chi^{(2)}_{xyz}E_z(0) & 0 \\ 2\chi^{(2)}_{xyz}E_z(0) & \varepsilon'_{xx} & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon'_{zz} \end{pmatrix} \tag{10-335}$$

代入（10-267）式并求解，可求得本征值

$$\eta_1^2 = \varepsilon'_{xx} - 2\chi^{(2)}_{xyz}E_z(0) \tag{10-336}$$

$$\eta_2^2 = \varepsilon'_{xx} + 2\chi^{(2)}_{xyz}E_z(0) \tag{10-337}$$

这表示由于在 z 方向存在恒定电场 $E_z(0)$ 而引起沿光轴方向传播的两个偏振方向不同的波具有不同的折射率，这就使得沿 z 轴方向传播的波在经过距离 l 后产生相对相移

$$\delta = \delta\eta\frac{l}{\lambda}2\pi = \frac{2\pi\gamma_{63}\eta_0^3 l E_z(0)}{\lambda} \tag{10-338}$$

表10-4　各晶类的非线性光子张量的形式

符号　· 表示零元素　● 非零元素　相等的非零元素

相等的非零元素，但符号相反

每一个张量左上角的符号是对称类型的国际符号

晶系	对称类型
中心对称晶体：所有元素都等于零	
三斜	1
单斜	m　$m \perp x_2$；m　$m \perp x_3$；2　$2 // x_2$；2　$2 // x_3$
正交	222；mm2
四方	4；$\bar{4}$；422；4mm；$\overline{42}m$　$2 // x_1$
三角	3；32；3m　$m \perp x_1$；3m　$m \perp x_2$
六角	6；6mm；622；$\bar{6}$；$\bar{6}m2$　$m \perp x_1$；$\bar{6}m2$　$m \perp x_2$
立方	432；$\bar{4}3m$和32

表 10—5　若干电光物质及其性质

材　料	室温电光系数单位10^{-12} $(\frac{米}{伏特})$	折　射　率	$n_o^3\gamma$ 单位10^{-12} $(\frac{米}{伏特})$	$\varepsilon/\varepsilon_0$　室温	点群时称性
KDP(KH_2PO_4)	$\gamma_{63}=8.6$ $\gamma_{41}=10.6$	$\eta_e=1.51$ $\eta_o=1.47$	29 34	$\varepsilon//c=20$ $\varepsilon\perp c=45$	4 2m
KD_2PO_4	$\gamma_{63}=23.6$	~1.50	80	$\varepsilon//c$~50,24°C	4 2m
ADP ($NH_4H_2PO_4$)	$\gamma_{41}=28$ $\gamma_{63}=8.5$	$\eta_o=1.52$ $\eta_e=1.48$	95 27	$\varepsilon//c=12$	4 2m
石　英	$\gamma_{41}=0.2$ $\gamma_{63}=0.93$	$\eta_o=1.54$ $\eta_e=1.55$	0.7 3.4	$\varepsilon//c$~4.3 $\varepsilon\perp c$~4.3	32
Cucl	$\gamma_{41}=6.1$	$\eta_o=1.97$	47	7.5	4 3m
ZnS	$\gamma_{41}=2.0$	$\eta_o=2.37$	27	~10	4 3m
CaAs(106μ)	$\gamma_{41}=1.6$	$\eta_o=2.34$	59	11.5	4 3m
ZnTe(10.6μ) CdTe(10.6μ)	$\gamma_{41}=3.9$ $\gamma_{41}=6.8$	$\eta_o=2.79$ $\eta_o=2.6$	77 120	7.3	4 3m 4 3m
ZuSe LiNbo$_3$ CaP	$\gamma_{33}=30.8$ $\gamma_{13}=8.6$ $\gamma_{41}=1.8$ $\gamma_{22}=3.4$ $\gamma_{42}=28$ $\gamma_{41}=0.97$	$\eta_o=2.29$ $\eta_o=2.3$ $\eta_e=2.20$ $\eta_o=3.31$	$\eta_e^3\gamma_{33}=328$ 26 $\eta_o^3\gamma_{22}=37$ $\frac{1}{2}(\eta_e^3\gamma_{33}-\eta_o^3\gamma_{13})=112$ $\eta_o^3\gamma_{41}=29$	$\varepsilon\perp c=98$ 9.1 $\varepsilon//c=50$	4 3m 3m 4 3m
LiTaO$_3$ (30°C)	$\gamma_{33}=30.3$ $\gamma_{13}=5.7$	$\eta_o=2.175$ $\eta_e=2.180$	$\eta_e^3\gamma_{33}=314$	$\varepsilon//c=43$	3m
BaTiO3 (30°C)	$\gamma_{33}=23$ $\gamma_{13}=8.0$ $\gamma_{42}=820$	$\eta_o=2.437$ $\eta_e=2.365$	$\eta_e^3\gamma_{33}=334$	$\varepsilon\perp c=4300$ $\varepsilon//c=106$	4mm

利用同样的方法可以讨论$\bar{4}$ 3m 类晶体的线性电光效应（这时波的传播方向与$E_z(0)$相垂直，即所谓横向运用）

四、光整流效应

当一列光波电场作用于媒质时，由于二次非线性效应会产生电极化强度的一个直流分量P_0的现象，就是所谓光整流效应。这是巴斯等人在 1962 年发现的。

现考虑一个高度理想的特殊情况，即取一平行板电容器，其中充满 *KDP* 晶体，并令 z 轴（光轴）垂直于电容器板，又假定频率为 ω 的光波在 xy 平面内传播，为使问题简单起见，不考虑衍射效应，再认为光波场完全布及与电容器板不接触的一块非线性媒质之内，并略去非线性效应对光波传播的影响。

令光波电场为

$$\mathbf{E}=\mathscr{E}_0\mathbf{a}\exp\left(i\frac{\omega}{c}\eta\mathbf{S}\cdot\mathbf{r}\right) \tag{10-339}$$

式中 $\mathscr{E}_0$ 是波的复数振幅，a 是归一化极化矢量，η 是折射率，s是波的传播方向的单位矢量。由于二次非线性效应，按（10-60）式有一个直流分量的电极化强度

$$\mathbf{P}_0=2\varepsilon_0\underline{\boldsymbol{\chi}}^{(2)}(\omega,\ \omega):\mathbf{EE}^*=2\varepsilon_0\underline{\boldsymbol{\chi}}^{(2)}(\omega,\ -\omega):\mathbf{aa}|\mathscr{E}|^2 \tag{10-340}$$

因为假定 s 在 xy 平面内，因而 a 只有两个方向。对寻常光来说有 $a_x\neq0$，$a_y\neq0$，$a_z=0$，而对非常光来说 $a_x=a_y=0$，$a_z\neq0$。又 KDP 晶体的 $\underline{\boldsymbol{\chi}}^{(2)}$ 只有 $\chi^{(2)}_{\mu\alpha\beta}(\omega,\ -\omega)$ 的三个指标都不相同的张量元素才不为零。因此在展开（10-340）式时，不难看出不论是寻常光还是非常光，P_{0x} 和 P_{0y} 都为零；但对 P_{0z} 来说，非常光的 P_{0z} 等于零，而寻常光的 $P_{0z}\neq0$，有

$$\begin{aligned}P_{0z}&=2\varepsilon_0|\mathscr{E}|^2[\chi^{(2)}_{zxy}(\omega,\ -\omega)+\chi^{(2)}_{zyx}(\omega,\ -\omega)]a_xa_y\\&=4\varepsilon_0|\mathscr{E}|^2\chi^{(2)}_{zxy}(\omega,\ -\omega)a_xa_y\end{aligned}$$

这表示对寻常光而言，在激光波场所占有的区域内，有一个恒定的直流极化强度，其方向在 z 方向，而在该区域的外部，直流电极化强度等于零。

五、三波耦合，和频与差频的产生

如果频率为 ω_1 和 ω_2 的辐射通过非线性媒质时，一般情况下，在媒质中产生的电极化具有所有谐波频率 $2\omega_1$，$3\omega_1$，……$2\omega_2$，$3\omega_2$……以及和频 $\omega_1+\omega_2$，差频 $\omega_1-\omega_2$ 等等分量，因而由电极化所产生的辐射场中便有上述各种频率分量。但是，如果我们想使其中某一个频率分量的辐射特别强，而不发射其它辐射的分量，在实验上只要尽可能满足相应分量的相位匹配条件。因此相位匹配条件可以十分普遍地用来把我们所需要的过程从所有可能产生的过程中分出来。如果满足条件 $\mathbf{k}_1+\mathbf{k}_2=\mathbf{k}_3$，那么我们只要考虑 ω_1，ω_2 和 ω_3 这三个频率的波的耦合过程，完全可以不考虑这三个频率的波与所有其它频率的波的任何耦合。根据（10-288）式我们可以立即写出这三个频率的波的耦合方程为

$$\frac{dE(\omega_1,\ z)}{dz}=\frac{i\omega_1^2\mu_0\varepsilon_0}{k_1}\mathbf{a}(\omega_1)\cdot\underline{\boldsymbol{\chi}}^{(2)}(\omega_3,\ -\omega_2):\mathbf{a}(\omega_3)\mathbf{a}(\omega_2)\times E(\omega_3,z)E^*(\omega_2,z)e^{-i\Delta kz} \tag{10-341a}$$

$$\frac{dE(\omega_2,\ z)}{dz}=\frac{i\omega_2^2\mu_0\varepsilon_0}{k_1}\mathbf{a}(\omega_1)\cdot\underline{\boldsymbol{\chi}}^{(2)}(\omega_3,\ -\omega_1):\mathbf{a}(\omega_3)\mathbf{a}(\omega_1)\times E(\omega_3,z)E^*(\omega_1,z)e^{-i\Delta kz} \tag{10-341b}$$

$$\frac{dE(\omega_3,\ z)}{dz}=\frac{i\omega_3^2\mu_0\varepsilon_0}{k_3}\mathbf{a}(\omega_3)\cdot\underline{\boldsymbol{\chi}}^{(2)}(\omega_1,\ \omega_2):\mathbf{a}(\omega_1)\mathbf{a}(\omega_2)\times E\omega_1,\ z)E(\omega_2,\ z)e^{i\Delta kz} \tag{10-341c}$$

式中

$$\Delta k=k_1+k_2-k_3 \tag{10-342}$$

当媒质是无耗的，利用电极化率张量的完全对易对称的性质，可以证明（10-34）式中的 $\mathbf{a}((\omega_1)\cdot\underline{\boldsymbol{\chi}}^{(2)}(\omega_3,\ -\omega_2):\mathbf{a}(\omega_3)\mathbf{a}(\omega_2)=\mathbf{a}(\omega_2)\cdot\underline{\boldsymbol{\chi}}^{(2)}(\omega_3,-\omega_1):\mathbf{a}(\omega_3)\mathbf{a}(\omega_1)=\mathbf{a}(\omega_3)\cdot\underline{\boldsymbol{\chi}}^{(2)}(\omega_1,\ \omega_2):\mathbf{a}(\omega_1)\mathbf{a}(\omega_2)$，并令等于实数 χ_e。这样（10-341）式可改写为

$$\frac{dE(\omega_1,\ z)}{dz}=\frac{i\omega_1^2}{k_1c^2}\chi_eE(\omega_3,\ z)E^*(\omega_2,\ z)e^{-i\Delta kz} \tag{10-343a}$$

$$\frac{dE(\omega_2, z)}{dz}=\frac{i\omega_2^2}{k_2c^2}\chi_cE(\omega_3, z)E^*(\omega_1, z)e^{-i\Delta kz} \tag{10-343b}$$

$$\frac{dE(\omega_3, z)}{dz}=\frac{i\omega_3^2}{k_3c^2}\chi_cE(\omega_1, z)E(\omega_2, z)e^{i\Delta kz} \tag{10-343c}$$

要一般求解（10-343）式时，需要任意初始位相和振幅的雅可比椭圆函数来表示。设 $\mathscr{E}$ 是场的振幅，有一般关系

$$\begin{aligned}\mathbf{E}&=\mathbf{a}(\omega)\mathscr{E}(\omega)\cos(\omega t+\varphi_\omega-kz)\\&=\mathbf{E}(\omega, z)\exp(-i\omega t)+\mathbf{E}^*(\omega, z)\exp(i\omega t)\end{aligned}$$

$$\mathbf{E}(\omega, z)=\frac{1}{2}\mathscr{E}(\omega)e^{ikz}e^{-i\varphi(\omega)}\mathbf{a}(\omega)$$

现在考虑到波之间的耦合，场振幅 $\mathscr{E}$ 随距离而变，$\Delta k=0$（相位匹配）时，（10-343）的一般解为[11]

$$\begin{aligned}\mathscr{E}(\omega_3, z)&=\left(\frac{k_2}{k_3}\frac{\omega_3^2}{\omega_2^2}\right)^{\frac{1}{2}}\mathscr{E}(\omega_2, 0)\\&\times\text{sn}\left[\frac{1}{2c^2}\left(\frac{\omega_2^2\omega_3^2}{k_2k_3}\right)^{\frac{1}{2}}|\chi_c|\mathscr{E}(\omega_1, 0)z;\ \left(\frac{\omega_1^2k_2}{\omega_2^2k_1}\right)^{\frac{1}{2}}\frac{\mathscr{E}(\omega_2, 0)}{\mathscr{E}(\omega_1, 0)}\right]\end{aligned} \tag{10-344}$$

式中 sn 是雅可比椭圆函数。它是一个周期函数，最大值等于 1，一般形式为 $\text{sn}(u, k)$，u 很小时，$\text{sn}(u, k)=u$。$\mathscr{E}(\omega_1, 0)$ 和 $\mathscr{E}(\omega_2, 0)$ 分别表示在 $z=0$ 处频率分别为 ω_1 和 ω_2 的场分量的振幅，并且关系式（10-344）式是在频率为 ω_2 的分量属两个分量 ω_1 和 ω_2 中的较弱的一个时得到的。由此可见，当 z 很小时，（10-344）式变为

$$\mathscr{E}(\omega_3)=\frac{\omega_3^2}{2c^2k_3}|\chi_c|\mathscr{E}(\omega_1, 0)\mathscr{E}(\omega_2, 0)z \tag{10-345}$$

这也就是所谓"小信号近似"这个特殊条件下的解（认为在混合过程中 ω_1 和 ω_2 的辐射场的强度不变）

如果用光子通量来表示一般解（10-344）式时，因为 $N(\omega)=\frac{1}{2\mu_0\hbar}\frac{k}{\omega^2}|\mathscr{E}(\omega)|^2$，所以由（10-344）式给出

$$N(\omega_3)=N(\omega_2, 0)\text{sn}^2\left[\frac{z}{l_M};\ \left(\frac{N(\omega_2, 0)}{N(\omega_1, 0)}\right)^{\frac{1}{2}}\right] \tag{10-346}$$

$$l_M=\left[\frac{1}{2c^2}\left(\frac{\omega_2^2\omega_3^2}{k_2k_3}\right)^{\frac{1}{2}}|\chi_c|\mathscr{E}(\omega_1, 0)\right]^{-1} \tag{10-347}$$

l_M 是表征混合过程的一个特征长度。可以证明 $N(\omega_3)$ 的变化周期为

$$T=l_M\pi\left\{1+\left(\frac{1}{2}\right)^2\frac{N(\omega_2, 0)}{N(\omega_1, 0)}+\left(\frac{1\cdot3}{2\cdot4}\right)^2\left(\frac{N(\omega_2, 0)}{N(\omega_1, 0)}\right)^2+\cdots\cdots\right\}$$

由此可见，l_M 愈大，周期愈长。

现将（10-343a）式乘 $\frac{k_1}{\omega_1}E^*(\omega_1, z)$，（10-343$b$）式乘 $\frac{k_2}{\omega_2}E^*(\omega_2, z)$，（10-343c）式的共轭乘 $\frac{k_3}{\omega_3}E(\omega_3, z)$，并相加得

$$\begin{aligned}&\frac{k_1}{\omega_1}E^*(\omega_1, z)\frac{dE(\omega_1, z)}{dz}+\frac{k_2}{\omega_2}E^*(\omega_2, z)\frac{dE(\omega_2, z)}{dz}\\&\qquad+\frac{k_3}{\omega_3}E(\omega_3, z)\frac{dE^*(\omega_3, z)}{dz}=0\end{aligned} \tag{10-348}$$

上式已利用了关系 $\omega_1+\omega_2=\omega_3$。再取上式的共轭并相加，积分后可得

$$\frac{k_1}{\omega_1}|E(\omega_1,\ z)|^2+\frac{k_2}{\omega_2}|E(\omega_2,\ z)|^2+\frac{k_3}{\omega_3}|E(\omega_3,\ z)|^2=\text{常数} \tag{10-349}$$

因为能流密度

$$S(\omega)=\frac{2}{\mu_0}\frac{k}{\omega}|E(\omega)|^2 \tag{10-350}$$

所以（10-349）式表示由三束耦合波的总能量通量在媒质内处处相同，这说明在辐射场与媒质之间没有能量交换。这也是以上所假定媒质是无耗的必然结果。如果由（10-343a）和（10-343b）两式消去 χ，得到 $\frac{k_1}{\omega_1^2}E^*(\omega_1,\ z)\frac{dE(\omega_1,\ z)}{dz}-\frac{k_2}{\omega_2^2}E^*(\omega_2,\ z)\frac{dE(\omega_2,\ z)}{dz}=0$，

然后取其复数共轭并相加，积分后再利用 $\frac{S(\omega)}{\hbar\omega}=N(\omega)$，就给出

$$N(\omega_1,\ z)-N(\omega_2,\ z)=\text{常数} \tag{10-351}$$

同理可以得到另外两个关系为

$$N(\omega_1,\ z)+N(\omega_3,\ z)=\text{常数} \tag{10-352}$$

$$N(\omega_2,\ z)+N(\omega_3,\ z)=\text{常数} \tag{10-353}$$

由（10-352）式和（10-353）式可见，光子通量 $N(\omega_1,\ z)$ 和 $N(\omega_2,\ z)$ 也是 z 的周期函数，变化规律如图 10-14 所示。

关系（10-351）式到（10-353）式是根据曼利—罗的名字命名的，称为曼利—罗关系。

对于差频产生来说，也可以像和频产生那样得到曼利—罗关系的（10-351）式到（10-353）式。由这些关系可以看到能够产生差频辐射的最大的光子通量等于开始时刻频率为 ω_3 的光子通量 $N(\omega_3,0)$。在差频产生情况下（10-343）式的一般解为[12]

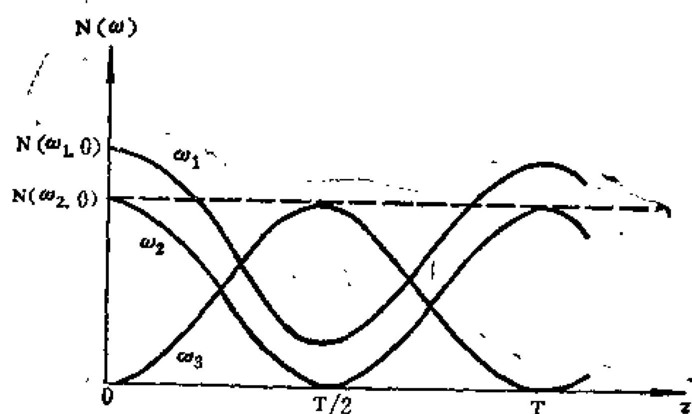


图 10-14　在相位匹配条件下，频率为 ω_1 和 ω_2 的波连同产生的和频 $\omega_3=\omega_1+\omega_2$ 的波的平均光子通量随距离 z 的变化规律

$$N(\omega_2,z)=\frac{N(\omega_1,0)N(\omega_3,0)}{N(\omega_1,0)+N(\omega_3,0)}\times f^2\left[\left(\frac{N(\omega_1,0)+N(\omega_3,0)}{N(\omega_1,0)}\right)^{\frac{1}{2}}\frac{z}{l_M},\ \left(\frac{N(\omega_3,0)}{N(\omega_1,0)+N(\omega_3,0)}\right)^{\frac{1}{2}}\right] \tag{10-354}$$

式中函数 $f(u,k)$ 是雅可比椭圆函数 $sn(u,k)$ 和 $dn(u,k)$ 之比，即 $f(u,k)=\frac{sn(u,k)}{dn(u,k)}$，$dn(u,k)=\sqrt{1-k^2sn^2(u,k)}$。光子通量随距离 z 的变化规律见图 10-15 所示。

产生差频的现象在产生长波长的红外辐射源方面是很重要的，例如用两个温度稍稍不同的红宝石激光器的输出，在 $LiNbO_3$ 晶体中混合时可以得到波数范围为 1—8（厘米）$^{-1}$ 的辐射。利用一个红宝石激光器的输出和一个可调谐染料激光器的输出，在 Ag_3AsS_3（硫砷银矿）中混合时，在 5 微米和 10 微米附近可产生可调谐的辐射。

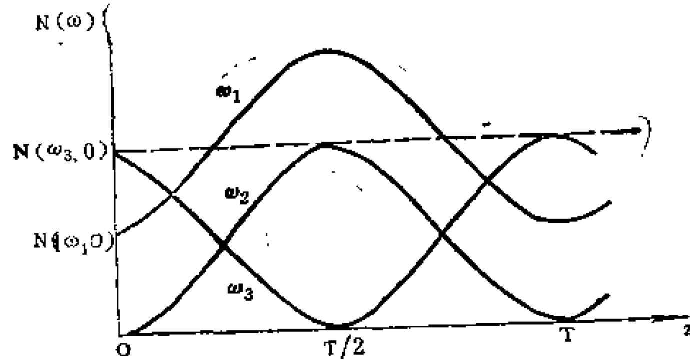


图10-15　在$\Delta k=0$时，频率为ω_1和ω_3的波通过非线性媒质产生频率ω_2的波，它们的光子通量随距离z的变化规律。

六、二次谐波产生及二次谐波的有效非线性光学系数

二次谐波的产生是和频产生的特殊情况，但不能简单地将$\omega_1=\omega_2$代入五中所得和频产生的规律中便认为是二次谐波的结果。因为在五中讨论和频产生时没有考虑ω_1和ω_2的二次谐波产生过程。然而当$\omega_1=\omega_2$时，除由ω_1和ω_2产生和频外，还应该考虑ω_1和ω_2的二次谐波产生的过程。

设$k_{2\omega}$和k_ω分别表示频率为2ω和ω的波的传播常数。按(10-288)式可以得到

$$\frac{dE(2\omega,z)}{dz}=\frac{2i\,\omega^2}{k_{2\omega}c^2}[\underline{\chi}^{(2)}(\omega,\omega)\vdots\mathbf{a}(2\omega)\mathbf{a}(\omega)\mathbf{a}(\omega)]\times E^2(\omega,z)e^{i\Delta kz} \tag{10-355a}$$

$$\frac{dE(\omega,z)}{dz}=\frac{i\omega^2}{k_\omega c^2}[\underline{\chi}^{(2)}(2\omega,-\omega)\vdots\mathbf{a}(\omega)\mathbf{a}(2\omega)\mathbf{a}(\omega)]\times E(2\omega,z)E^*(\omega,z)e^{-i\Delta kz} \tag{10-355b}$$

这里已利用了$\mathbf{a}(2\omega)\cdot\underline{\chi}^{(2)}(\omega,\omega):\mathbf{a}(\omega)\mathbf{a}(\omega)=\underline{\chi}^2(\omega,\omega)\vdots\mathbf{a}(2\omega)\mathbf{a}(\omega)\mathbf{a}(\omega)$的关系，并定义

$$\underline{\chi}^{(2)}\vdots\mathbf{a}\,\mathbf{b}\,\mathbf{c}=\sum_{\substack{\alpha,\beta,\gamma\\=x,y,z}}\chi_{\alpha\beta\gamma}a_\alpha b_\beta c_\gamma \tag{10-356}$$

式中

$$\Delta k=2k_\omega-k_{2\omega} \tag{10-357}$$

如果媒质在频率ω和2ω处是无耗的，则用$\chi^{(2)}$是实数的性质很容易证明（10-355a）式和（10-355b）式方括号中的量相等，并令其等于$\chi_{2\omega}$。这样（10-355）式变为

$$\frac{dE(2\omega,z)}{dz}=\frac{2i\,\omega^2}{k_{2\omega}c^2}\chi_{2\omega}E^2(\omega,z)e^{i\Delta kz} \tag{10-358a}$$

$$\frac{dE(\omega,z)}{dz}=\frac{i\,\omega^2}{k_\omega c^2}\chi_{2\omega}E(2\omega,z)E^*(\omega,z)e^{i\Delta kz} \tag{10-358b}$$

求解（10-358）式时，假定初始条件为$E(\omega,z)|_{z=0}\neq0$，$E(2\omega,z)|_{z=0}=0$，并根据$S(2\omega,z)+S(\omega,z)=S(\omega,0)$，或

$$|E(\omega,z)|^2=|E(\omega,0)|^2-\frac{k_{2\omega}}{2k_\omega}|E(2\omega,z)|^2 \tag{10-359}$$

式中$E(\omega,z)=\frac{1}{2}\mathscr{E}(\omega,z)e^{-i\varphi_\omega}$，则在相位匹配条件下，$\Delta k=0$，（10-358$a$）式变为

$$\frac{d\mathscr{E}(2\omega,z)}{dz}=\frac{\omega^2}{k_{2\omega}c^2}|\chi_{2\omega}|$$

$$\times[\mathscr{E}^2(\omega,0)-\mathscr{E}^2(2\omega,z)]e^{i(\varphi_{2\omega}-2\varphi_\omega\pm\frac{\pi}{2})} \quad (10\text{-}360)$$

因为上式除指数项外，其它各量都是实数，故必须$\varphi_{2\omega}-2\varphi_\omega\pm\frac{\pi}{2}=0$。这样，（10-360）式又改为

$$\frac{d\mathscr{E}(2\omega,z)}{dz}=\frac{\omega^2}{k_{2\omega}c^2}|\chi_{2\omega}|[\mathscr{E}^2(\omega,0)-\mathscr{E}^2(2\omega,z)] \quad (10\text{-}361)$$

利用积分$\int\frac{dx}{a^2-x^2}=\frac{1}{a}\text{tg}^{-1}h\frac{x}{a}$，很容易求得（10-361）式的解为

$$\mathscr{E}(2\omega,z)=\mathscr{E}(\omega,0)\text{tg}h\left[\frac{\omega^2}{k_{2\omega}c^2}|\chi_{2\omega}|\mathscr{E}(\omega,0)z\right] \quad (10\text{-}362)$$

$$=\mathscr{E}(\omega,0)\text{tg}h\frac{z}{l_{SH}} \quad (10\text{-}363)$$

式中

$$l_{SH}=\left[\frac{\omega^2}{k_{2\omega}c^2}|\chi_{2\omega}|\mathscr{E}(\omega,0)\right]^{-1} \quad (10\text{-}364)$$

再利用$|E(\omega,z)|^2=\frac{1}{4}\mathscr{E}^2(\omega,z)$等关系代入（10-359）式，便求得

$$\mathscr{E}(\omega,z)=\mathscr{E}(\omega,0)\text{Sech}\frac{z}{l_{SH}} \quad (10\text{-}365)$$

解（10-363）式和（10-365）式的图解如图 10-16 所示。从图中可以看出在完全相位匹配的条件下，二次谐波从零振幅开始，最后基波功率全部转变为二次谐波功率。

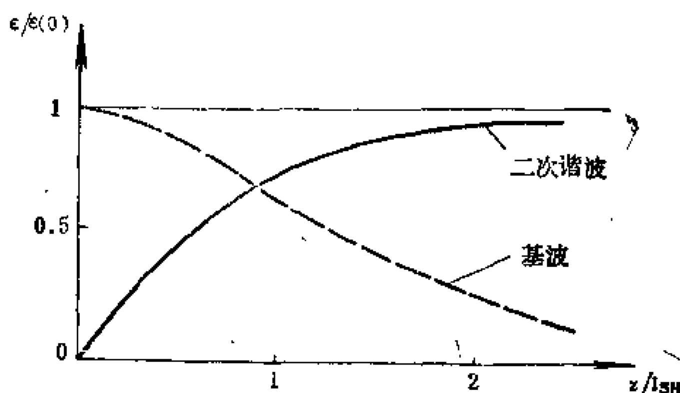


图 10-16 在$\Delta k=0$时，在非线性媒质内，消耗基波的同时，产生二次谐波。

如果没有达到完全相位匹配，即$\Delta k\neq0$，则在小信号近似的条件下，仍能求解（10-358 *a*）式，给出$E(2\omega,z)$和$\mathscr{E}(2\omega,z)$为

$$E(2\omega,z)=\frac{2\omega^2}{k_{2\omega}c^2}\chi_{2\omega}E^2(\omega,0)e^{i\frac{\Delta k}{2}z}\frac{\sin\frac{\Delta k}{2}z}{\Delta k} \quad (10\text{-}366)$$

$$\mathscr{E}(2\omega,z)=\frac{\omega^2}{k_{2\omega}c^2}\chi_{2\omega}\mathscr{E}^2(\omega,0)\frac{\sin\frac{\Delta k}{2}z}{\frac{\Delta k}{2}}$$

$$= \mathscr{E}(\omega,0)\frac{\sin\frac{\Delta k}{2}z}{\frac{\Delta k}{2}l_{SH}} \quad (10\text{-}367)$$

由此可见，在相位失配下，当基波和二次谐波通过非线媒性质传播时，二次谐波的振幅在零与最大值 $2\mathscr{E}(\omega,0)/\Delta k\cdot l_{SH}$ 之间振荡，振荡周期 $L=4\pi/\Delta k=4l_c$。从功率来讲，二次谐波的功率振荡周期为相干长度 l_c 的二倍。当相位失配程度增大时，二次谐波的最大振幅减小，这也说明我们为什么一开始在讨论波的耦合时没有考虑更高次谐波。因为在二次谐波满足相位匹配条件时，更高次谐波与基波的失配程度更严重，因而它们的振幅比二次谐波的振幅小得多。

从以上的讨论已清楚地看到为达到产生二次谐波的目的，要求波的耦合满足相位匹配条件。下面将引入所谓有效非线性光学系数 d_{eff} 的概念，从而可以看到，为了有效地产生二次谐波，要求 d_{eff} 愈大愈好。下面以 $\bar{4}2m$ 类晶体为例求出 d_{eff} 的表示式。

根据（10-331）式写出 $\bar{4}2m$ 类晶体的二阶电极化强度与电场的一般关系式，可得

$$\begin{aligned} P_x &= d_{14}(E_y E_z + E_z E_y) \\ P_y &= d_{14}(E_z E_x + E_x E_z) \\ P_z &= d_{36}(E_x E_y + E_y E_x) \end{aligned} \quad (10\text{-}368)$$

必须强调指出，一般讲不能将括号中的 $E_y E_z + E_z E_y$ 写成 $2E_yE_z$，$E_x E_y + E_y E_x$ 写成 $2E_x E_y$，$E_z E_x + E_x E_z$ 写成 $2E_x E_z$。因为在考虑相位匹配条件时，如属第二类相位匹配，两个电场分量分属于不同的偏振光，一个属 o 光一个属 e 光。显然 $E_y^o E_z^e \neq E_z^o E_y^e$。现假定波的传播矢量为 **k**，则对于 o 光和 e 光来说，其场分量分别为

$$\begin{aligned} &\mathbf{E}^o(E^o\sin\varphi, -E^o\cos\varphi, 0) \\ &\mathbf{E}^e(E^e\cos\theta\cos\varphi, E^e\cos\theta\sin\varphi, -E^e\sin\theta) \end{aligned} \quad (10\text{-}369)$$

式中 θ 是 **k** 与 z 轴之间的夹角，φ 是方位角。如果进行第二类共线相位匹配，对 $\bar{4}2\ m$ 类晶体有 $o+e\to e$。在这种匹配方式下，有

$$\begin{aligned} P_x &= d_{14} E_1^o E_1^e \cos\varphi\sin\theta \\ P_y &= -d_{14} E_1^o E_1^e \sin\varphi\sin\theta \\ P_z &= -d_{36} E_1^o E_1^e \cos 2\varphi\cos\theta \end{aligned} \quad (10\text{-}370)$$

现设二阶电极化强度与二次谐波场的相互作用能量为 H'，则有

$$H' = -\mathbf{P}(2\omega)\cdot\mathbf{E}^e(2\omega) \quad (10\text{-}371)$$

将（10-370）式代入（10-371）式便得

$$\begin{aligned} H' &= -\frac{1}{2}E_1^o E_1^e E_2^e(d_{14}+d_{36})\cos 2\varphi\sin 2\theta \\ &= d_{eff} E_1^o E_1^e E_2^e \end{aligned} \quad (10\text{-}372)$$

所以有效非线性光学系数 d_{eff} 为

$$d_{eff} = -\frac{1}{2}(d_{14}+d_{36})\cos 2\varphi\sin 2\theta \quad (10\text{-}373)$$

利用同样的步骤和方法可以求得 $\bar{4}2\ m$ 类晶体在第一类相位匹配 $o+o\to e$ 下的 d_{eff} 为

$$d_{eff} = d_{36}\sin 2\varphi\sin\theta \quad (10\text{-}374)$$

对于其它类晶体，例如 3m，32 类等晶类也可以利用上述方法和步骤求得在相应的相位

匹配方式下 d_{eff} 的表示式。

最后要指出的是，在具有反演对称的晶体中也还可能产生二次谐波，但这种情况下的非线性相互作用或者是由于洛伦兹力引起的，二次电极化正比于 $\mathbf{E}\times\frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t}$，或者是由于形式为 $E\nabla\cdot\mathbf{E}$ 的电四极相互作用引起的[13]。

七、参量效应，参量放大与振荡

参量变换

在本节五中所讨论的和频与差频的情况可以统一的表示为 $\omega_s\pm\omega_l$。对和频来说，$\omega_s=\omega_2$，$\omega_l=\omega_1$；对差频来说，$\omega_s=\omega_3$，$\omega_l=\omega_1$。在这些频率上所产生的最大光子通量受原来信号所具有的光子通量 $N(\omega_2,0)$（对和频）和 $N(\omega_3,0)$（对差频）所限制。这结论很容易地从曼利—罗关系求得。因为在实际情况下频率为 ω_s 的原始信号总比频率为 ω_l 的激光辐射弱得多，因而在频率转换过程中，泵浦辐射所损失或得到的功率只是它的总功率的一小部分。所以在转换过程中泵浦辐射的强度变化可以忽略不计，从而认为 $E(\omega_l)$ 为常数。这种近似不仅适用于小的 z 值，而且对所有 z 的值都适用。对应于产生和频的混合过程，其结果是由频率 ω_2 转换到较高频率 ω_3，称为参量上转换。对于产生差频的混合过程来说，其结果是由频率 ω_3 转换到较低的频率 ω_2，称为参量下转换。

根据上面所给的近似，可以一般地求解（10-343）式。将（10-343 b）式对 z 求导，再利用（10-343 b）式和（10-343 c）式，可以得到 $E(\omega_2,z)$ 的微分方程为

$$\frac{d^2E(\omega_2,z)}{dz^2}+i\Delta k\frac{dE(\omega_2,z)}{dz}+\frac{1}{l_M^2}E(\omega_2,z)=0 \tag{10-375}$$

式中

$$l_M=\left[\frac{1}{2}\sqrt{\frac{\omega_2\omega_3}{\eta_2\eta_3c^2}}|\chi_e|E(\omega_1,0)\right]^{-1} \tag{10-376}$$

假定初始条件为 $E(\omega_2,0)=0$，很容易求得微分方程（10-375）式的解为

$$E(\omega_2,z)=\frac{i\omega^2}{k_2c^2}\chi_eE(\omega_3,0)E^*(\omega_1,0)e^{-i\frac{\Delta k}{2}z}\times\frac{1}{\sqrt{\frac{1}{l_M^2}+\left(\frac{\Delta k}{2}\right)^2}}\sin\sqrt{\frac{1}{l_M^2}+\left(\frac{\Delta k}{2}\right)^2}z \tag{10-377}$$

或

$$N(\omega_2,z)=N(\omega_3,0)\frac{\sin^2\sqrt{\frac{1}{l_M^2}+\left(\frac{\Delta k}{2}\right)^2}z}{1+\left(\frac{l_M\Delta k}{2}\right)^2} \tag{10-378}$$

再由曼利—罗关系 $N(\omega_2,z)+N(\omega_3,z)=N(\omega_3,0)=$ 常数可得

$$N(\omega_3,z)=N(\omega_3,0)\frac{1+\left(\frac{\Delta kl_M}{2}\right)^2-\sin^2\sqrt{\frac{1}{l_M^2}+\left(\frac{\Delta k}{2}\right)^2}z}{1+\left(\frac{l_M\Delta k}{2}\right)^2} \tag{10-379}$$

（10-378）式（10-379）式是对应于参量下转换过程（由 $\omega_3\to\omega_2$）所得到的光子通

量随距离Z的变化关系式。对于参量上转换过程来说，相应的关系可从（10-378）式和（10-379）式直接求得，只要交换频率 ω_2 和 ω_3 即可。将红外区域很弱的信号或很弱的像上转换到可见光范围是非常重要的，因为在可见光区域有更灵敏的探测器和拾像器件。虽然上转换效率很低，但可以由可见光区域探测灵敏度的改进而得到补偿。

参量放大

利用光的参量效应也可以放大弱的光信号，即所谓参量放大。但这时强的激光或泵浦光必须具有最高频率。一个弱的频率为 ω_1 或 ω_2 的信号被放大的同时，便产生 ω_2 或 ω_1 的波，这个伴随产生的波叫闲置波。因为在参量放大过程中，在原则上由于信号波场强 $E(\omega_1)$ 和闲置波场强 $E(\omega_2)$ 的增大而泵浦场强 $E(\omega_3)$ 可以减小到零，因此在耦合方程中任何一个场强 $E(\omega)$ 都不能认为是不变的。如果只限于讨论 z 值足够小的情况，这时虽然信号波和闲置波可能已发生了显著的变化，但泵浦强度不会发生显著的减小。那么对于这样小的 z 值来说，仍可把泵浦场强 $E(\omega_3)$ 看作为常数。利用这种近似，求解（10-343）式，消去 $E(\omega_1,z)$ 后可以得到 $E(\omega_2,z)$ 的微分方程为

$$\frac{d^2E(\omega_2,z)}{dz^2}+i\,\Delta k\frac{d}{dz}E(\omega_2,z)-\frac{1}{l^2_{PA}}E(\omega_2,z)=0 \tag{10-380}$$

式中 l_{PA} 是参量放大过程的一个特征长度。

$$l_{PA}=\left[\frac{1}{2}\frac{1}{c^2}\left(\frac{\omega_1^2\omega_2^2}{k_1k_2}\right)^{\frac{1}{2}}|\chi_e|\,\mathscr{E}(\omega_3,0)\right]^{-1} \tag{10-381}$$

（10-380）式的解可立即从（10-375）式的解给出，只要用 $-l^2_{PA}$ 代替 l^2_M 或用 il_{PA} 代替 l_M，以及 $\omega_1\rightleftarrows\omega_2$ 即可。这样（10-380）式的解为

$$N(\omega_2,z)=\frac{N(\omega_1,0)}{1-\left(\frac{\Delta k l_{PA}}{2}\right)^2}\sin h^2\left[1-\left(\frac{\Delta k}{2}l_{PA}\right)^2\right]^{\frac{1}{2}}\frac{z}{l_{PA}} \tag{10-382}$$

再由曼利—罗关系 $N(\omega_1 z)-N(\omega_2,z)=$ 常数 $=N(\omega_1,0)$，便可求得信号波的平均光子流为

$$N(\omega_1,z)=N(\omega_1,0)+N(\omega_2,z) \tag{10-383}$$

显然信号波被放大。如果考虑泵浦功率减小的情况，则(10-343)式的一般解就是（10-354）式。

参量振荡

在参量放大的讨论中，已说明一个频率为 ω_3 的泵浦波在非线性晶体内通过三波相互作用时，使频率为 ω_1 和 ω_2 的光被放大（$\omega_3=\omega_1+\omega_2$）。如果将非线性晶体放在一个光学谐振腔内，并且这个共振腔对信号波 (ω_1) 或闲置波（ω_2）或两者是谐振的，那么在泵浦光达到某个阈值泵浦强度时，参量增益恰好与信号波和闲置波的损耗相平衡，这时信号和闲置波就能同时引起振荡，这就是光学参量振荡器的物理基础。参量振荡器的重要性在于它能将一个用作泵浦的激光器输出转换为信号和闲置光的相干输出，而且可以在一个很宽的频率范围内连续地调谐。

背向参量放大与振荡

以上所讨论的信号波、闲置波和泵浦波是在同一方向运行，也叫做前向散射，通常可调谐光参量振荡器都是采用前向散射。在这里讨论信号波与闲置波在相反方向运行时的参量相互作用，也叫做背向散射，见图 10-17 所示。如果引入变量 A，它与场强 E 的关系为

$$E(\omega_a)=\frac{1}{2}\sqrt{\frac{\omega_a}{\eta_a}}A(\omega_a) \qquad (10\text{-}384)$$

这样 $|A(\omega_a)|^2$ 与 $N(\omega_a)$ 成正比，比例系数与频率无关。将（10-384）式代入（10-343）式，并考虑到反向参量相互作用和泵浦强度看作不变的条件，可以得到如下一对耦合方程[14]

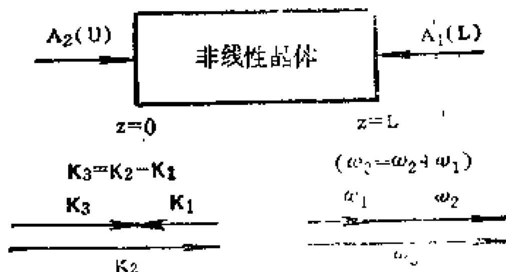


图 10-17　反向参量相互作用下边界条件和相位匹配。

$$\frac{dA(\omega_1,z)}{dz}=i\frac{g}{2}A^*(\omega_2,z)e^{-i\Delta kz} \qquad (10\text{-}385)$$

$$\frac{dA^*(\omega_2,z)}{dz}=-i\frac{g}{2}A(\omega_1,z)e^{i\Delta kz} \qquad (10\text{-}386)$$

式中 $\Delta k=k_3-k_2+k_1$。由（10-385）和（10-386）两式可得微分方程

$$\frac{d^2A(\omega_1,z)}{dz^2}+i\Delta k\frac{dA(\omega_1,z)}{dz}+\frac{g^2}{4}A(\omega,z)=0 \qquad (10\text{-}387)$$

$$g=2\sqrt{\mu_0\varepsilon_0\frac{\omega_1,\omega_2}{\eta_1\eta_2}}\chi_c E(\omega_3) \qquad (10\text{-}388)$$

在相位匹配条件下，根据边界条件可以求（10-387）式的解，即在 $z=0$ 和 $z=L$ 处的输出场为

$$A(\omega_1,0)=\frac{A(\omega_1,L)}{\cos\frac{gL}{2}}+iA^*(\omega_2,0)\,\mathrm{tg}\frac{gL}{2} \qquad (10\text{-}389)$$

$$A^*\omega_2,L)=-iA(\omega_1,L)\,\mathrm{tg}\frac{gL}{2}+\frac{A^*(\omega_2,0)}{\cos\frac{gL}{2}} \qquad (10\text{-}390)$$

在这里特别要指出的是 $gL=\pi$ 的情况，这时在每一端有限输入时，输出 $A_1(\omega_1,0)$ 和 $A^*(\omega_2,L)$ 却变成无限大，换言之，即使没有输入（$A(\omega_1,L)=0,A(\omega_2,0)=0$）仍能得到有限输出。由此可见，在前向参量效应下，为了产生振荡，需要在非线性媒质外面加谐振腔，以提供反馈。然而在背向参量相互作用下，除了对 ω_1 或 ω_2 的入射信号进行放大外，由于本身有反馈，所以在一定泵浦条件下，并不需要外加谐振腔，即可产生振荡。

第四节　三次非线性效应所引起的现象

在第三节所讨论的二次非线性效应所引起的现象中，没有涉及媒质与辐射场之间的能量交换，并一再指出，只有媒质缺乏反演对称性时，才存在二阶非线性电极化效应。这里将讨论由三阶非线性电极化所引起的一些现象。对三阶非线性电极化来说，不管媒质有什么对称性，总有一些非零的三阶电极化率张量元素。与第三节所讨论的三波耦合相类似，这里将讨论四波耦合的现象，只是分析起来稍复杂一些而已。此外还将讨论与辐射场和媒质之间有能量交换有关的一些现象，如双光子吸收和受激喇曼等。

一、克尔效应

克尔在 1875 年发现当一束平面偏振光通过加有恒定电场E_0的玻璃（各向同性媒质）时，如图 10-18 所示，通过玻璃的光变为椭圆偏振光。现分析如下：

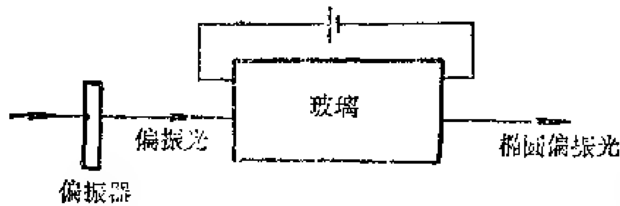


图10-18　克尔效应示意图

设一恒定电场$\mathbf{E}_0$和一光场$\mathbf{E}\exp(-i\omega t)+c\cdot c$同时作用于媒质，（考虑到三阶非线性极化，按（10-59）式和（10-61）式，频率为ω的电极化强度分量为

$$P_\mu(\omega,t)=P_\mu^{(1)}(\omega,t)+P_\mu^{(3)}(\omega,t)$$
$$=[\varepsilon_0\chi_{\mu\alpha}^{(1)}(\omega)E_\alpha\exp(-i\omega t)+c\cdot c]$$
$$+3\varepsilon_0[\chi_{\mu\alpha\beta\gamma}^{(3)}(\omega,0,0)E_\alpha E_{0\beta}E_{0\gamma}\exp(-i\omega t)+c\cdot c]$$
$$=\varepsilon_0\{\chi_{\mu\alpha}^{(1)}(\omega)+3\chi_{\mu\alpha\beta\gamma}^{(3)}(\omega,0,0)E_{0\beta}E_{0\gamma}\}$$
$$\times E_\alpha\exp(-i\omega t)+c\cdot c \tag{10-391}$$

这表示由于三阶非线性电极化的效应，恒定电场的作用使介电张量的值改变了$\delta\varepsilon_{\mu\alpha}=3\varepsilon_0\chi_{\mu\alpha\beta\gamma}^{(3)}(\omega,0,0)E_{0\beta}E_{0\gamma}$。与讨论线性电光效应那样也可以说明$\mathbf{E}_0$的存在引起双折射效应。现讨论另一光波代替恒定电场$\mathbf{E}_0$的情况，光的频率为$\omega'$，则通过三阶非线性电极化的效应在频率$\omega$上产生与频率$\omega'$的场强平方有关的三阶非线性极化。

$$\mathbf{P}^{(3)}(\omega,z)=6\varepsilon_0\chi^{(3)}(\omega,\omega',-\omega')\,\vdots\,\mathbf{E}(\omega,z)\mathbf{E}(\omega',z)\mathbf{E}^*(\omega',z) \tag{10-392}$$

又假定频率为ω'的场在y方向偏振，即$\mathbf{E}(\omega',z)=\mathbf{a}(\omega')E(\omega',z)e^{ik'z}$，$\mathbf{a}(\omega')=(0,1,0)$。考虑到玻璃是各向同性的媒质，由（10-392）式给出

$$P_x^{(3)}(\omega,z)=\frac{3}{2}\varepsilon_0\mathscr{E}^2(\omega')\chi_{xxyy}^{(3)}(\omega,\omega',-\omega')a_x(\omega)E(\omega,z)e^{ikz} \tag{10-393}$$

$$P_y^{(3)}(\omega,z)=\frac{3}{2}\varepsilon_0\mathscr{E}^2(\omega')\chi_{yyyy}^{(3)}(\omega,\omega',-\omega')a_y(\omega)E(\omega,z)e^{ikz}$$

将（10-393）式代入（10-288）式，对偏振方向平行于频率为ω'的光的偏振方向的辐射来说，$a_y(\omega)=1$，则

$$\frac{dE(\omega,z)}{dz}=\frac{i\omega^2\mu_0}{2k}\mathbf{a}(\omega)\cdot\mathbf{P}^{(3)}(\omega,z)e^{-ikz}$$

$$=\frac{3i\omega^2}{4kc^2}\mathscr{E}^2(\omega')\chi_{yyyy}^{(3)}(\omega,\omega',-\omega')E(\omega) \tag{10-394}$$

所以

$$E(\omega,z)\propto\exp\left[i\frac{\omega}{c}\left(\frac{3\omega}{4kc}\right)\mathscr{E}^2(\omega')\chi_{yyyy}^{(3)}(\omega,\omega',-\omega')z\right] \tag{10-395}$$

这表示由于存在频率为ω'的光波场使折射率改变了$\Delta\eta_{/\!/}$，由（10-395）式可把

$$\Delta\eta_{/\!/}(\omega)=\frac{3\omega}{4kc}\mathscr{E}^2(\omega')\chi_{yyyy}^{(3)}(\omega,\omega'-\omega') \tag{10-396}$$

同理，对偏振方向垂直于频率为ω'的光的偏振方向的辐射来说，$a_x(\omega)=1$，有

$$\frac{dE(\omega,z)}{dz}=\frac{3i\omega^2}{4kc^2}\mathscr{E}^2(\omega')\chi^{(3)}{}_{xxyy}(\omega,\omega',-\omega')E(\omega,z) \tag{10-367}$$

相应地给出

$$\Delta\eta_{\perp}(\omega)=\frac{3\omega}{4kc}\mathscr{E}^2(\omega')\chi^{(3)}{}_{xxyy}(\omega,\omega',-\omega') \tag{10-398}$$

注意以上假定$\mathscr{E}(\omega')$不随z而变。关于克尔效应的大小，用所谓克尔常数来量度，对各向同性媒质来说，克尔常数被定义为

$$K_{\omega'}(\omega)=\frac{\Delta\eta_{\parallel}(\omega)-\Delta\eta_{\perp}(\omega)}{\lambda\mathscr{E}^2(\omega')} \tag{10-399}$$

将（10-396）式和（10-398）式代入（10-399）式可得克尔常数 $K_{\omega'}(\omega)$ 与 $\chi^{(3)}$ 之间的关系为

$$K_{\omega'}(\omega)=\frac{3\omega}{8\pi c}\left[\chi^{(3)}_{yyyy}(\omega,\omega',-\omega')-\chi^{(3)}_{xxyy}(\omega,\omega',-\omega')\right] \tag{10-400}$$

当 $\omega'=0$ 时，就得到通常的恒定电场情况下的克尔常数 $K_0(\omega)$。

以上所讨论的克尔效应可提供一种能改变光波偏振状态的方法。如使用硝基（代）苯（一种有机液体）作为非线性媒质，没有外加恒定电场时，这种液体在光学上是各向同性的。如果加上一个恒定电场后，则媒质在光学上就具有单轴晶体的性质。这时寻常光与非常光通过媒质时便产生相位差 $\delta=\frac{2\pi l}{\lambda}(\Delta\eta_{\parallel}-\Delta\eta_{\perp})$。因为 $\Delta\eta_{\parallel}$ 和 $\Delta\eta_{\perp}$ 与 $\mathscr{E}^2(\omega')$ 成正比，所以相位差 δ 可以通过改变 $\mathscr{E}(\omega')$（恒定场时为 E_0）而得到调节，使入射光束的偏振面转过 $\frac{\pi}{2}$，或将入射的平面偏振光束转变为椭圆或圆偏振光。

以上所讨论的光波场 ω 和产生效应的场 ω' 是不同的，但是一束强的光场本身就能起到后者 ω' 的作用。这时会发生一个很重要的现象，即所谓光自聚焦效应和光模糊效应。当 $\omega=\omega'$ 时，由（10-396）式可知强光场传播时的折射率为

$$\eta(\omega)+\Delta\eta_{\parallel}(\omega)=\eta(\omega)+\frac{3}{4\eta(\omega)}\chi^{(3)}_{yyyy}(\omega,\omega,-\omega)\mathscr{E}^2(\omega) \tag{10-401}$$

式中已利用了关系 $\eta(\omega)=\frac{kc}{\omega}$。由（10-401）式可见，如果光束波前上强度分布是均匀的，则表明强光束通过媒质时，由于折射率发生了变化，相速也发生了改变，而且相速的改变与场强有关。如果强光束波前上的强度是变化的，就会使光束向折射率较高的区域弯曲。这样，对一束中心具有最大强度的光束来说，例如高斯光束，由于沿横截面折射率发生变化而引起一种类透镜效应。中心处的折射率为最大还是最小，由三阶非线性电极化率 $\chi^{(3)}_{yyyy}(\omega,\omega,-\omega)$ 是正还是负所决定。当 $\chi^{(3)}_{yyyy}(\omega,\omega,-\omega)$ 为正时，有正透镜效应，从而使光束愈来愈向高强度区域聚集，这叫做自聚焦效应。当 $\chi^{(3)}_{yyyy}(\omega,\omega,-\omega)$ 为负值时，有负透镜效应，光束将散焦，并倾向产生一个强度更加均匀分布的光束，这叫做光模糊效应。通常远离吸收带处的 $\chi^{(3)}_{yyyy}(\omega,\omega,-\omega)$ 是正的，因而产生自聚焦，而光模糊现象通常发生在吸收带的两翼。

二、三次谐波产生

设一束频率为 ω 的光作用于非线性媒质，假定波沿 z 方向传播，则对产生三次谐波来说，有

$$\frac{dE(3\omega,z)}{dz}=\frac{i(3\omega)^2\mu_0}{2k_3}\mathbf{a}(3\omega)\cdot\mathbf{P}^{(3)}(3\omega,z)e^{-ik_3z} \tag{10-402}$$

式中 $k_3=\frac{3\omega}{v_3}=\frac{3\omega}{c}\eta_3$。

$$\mathbf{P}^{(3)}(3\omega,z)=\varepsilon_0\underline{\chi}^{(3)}(\omega,\omega,\omega)\,\vdots\,\mathbf{E}(\omega,z)\mathbf{E}(\omega,z)\mathbf{E}(\omega,z) \tag{10-403}$$

式中 $\mathbf{E}(\omega,z)=\mathbf{a}(\omega)E(\omega,z)\exp\left(i\frac{\omega}{c}\eta z\right)$，代入（10-403）式后并代入（10-402）式，给出

$$\frac{dE(3\omega,z)}{dz}=\frac{3}{2}\frac{i\omega}{\eta c}E^3(\omega,z)\mathbf{a}(3\omega)\cdot\underline{\chi}^{(3)}(\omega,\omega,\omega)\vdots\mathbf{a}(\omega)\mathbf{a}(\omega)\mathbf{a}(\omega)$$
$$\times\exp\left[i3\omega(\eta-\eta_3)\frac{z}{c}\right]\qquad(10\text{-}404)$$

在小信号近似下，$E(\omega,z)$不随 z 而变，用 $E(\omega)$代替 $E(\omega,z)$，并令

$$\frac{3}{2}\frac{\omega}{\eta c}E^2(\omega)\mathbf{a}(3\omega)\cdot\underline{\chi}^{(3)}(\omega,\omega,\omega)\vdots\mathbf{a}(\omega)\mathbf{a}(\omega)\mathbf{a}(\omega)=\frac{1}{L_3}$$
$$\Delta k=3\omega(\eta-\eta_3)/c$$

则（10-404）式变为

$$\frac{dE(3\omega,z)}{dz}=\frac{iE(\omega)}{L_3}\exp(i\Delta kz)\qquad(10\text{-}405)$$

积分后便得

$$E(3\omega,z)=\frac{iE(\omega)}{L_3}\exp\left[\frac{i}{2}\Delta kz\right]\frac{\sin\frac{\Delta k}{2}z}{\frac{\Delta k}{2}}\qquad(10\text{-}406)$$

由上式可见，和二次谐波产生的规律相似，$\Delta k\neq0$ 时，$E(3\omega,z)$正弦地振荡；如果 $\Delta k=0$ 则$E(3\omega,z)$便线性地随距离增大而增大。三次谐波的产生是一个非常弱的效应，不过在相位匹配条件下还是可以被观察到的。例如用一兆瓦级的 Q 开关红宝石激光在方解石中可观察到这种效应，但其转换效率仅为 10^{-6} 数量级。

利用若干原子和分子气体产生三次谐波辐射的转换效率也很低，原因是因为由红宝石所提供的基本频率及其三次谐波远离任何共振区，并且过程也不相位匹配，相干长度很短。1971 年开始利用碱金属蒸气作为产生三次谐波的媒质，因为碱金属蒸气在可见光区域有共振跃迁。另外由图 10-1 的钠的能级图可见，激光的基频比第一主线系 S-P 跃迁频率低，而三次谐波比该跃迁频率高，蒸气表现负色散。因而可以附加正色散的气体，如惰性气体以达到相位匹配的目的。这就是说，利用碱金属蒸气作为非线性媒质，由它提供接近于所用激光频率的共振跃迁，使三阶非线性电极化率得到共振增强。附加缓冲气体的目的是为达到相位匹配提供所需要的色散。这样可使转换效率大大增加，例如用铷蒸气所得到的 $\chi^{(3)}$ 的值比用 H_2 所得到的大 10^8 倍。实际上已在铷蒸气中产生了钕激光1.06 微米的三次谐波。

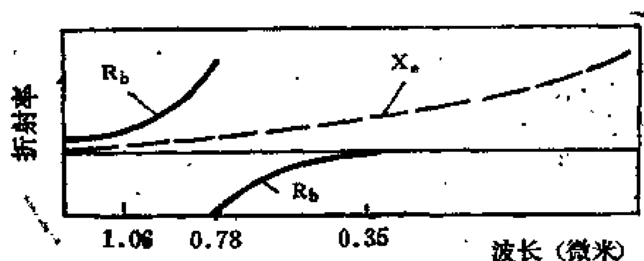


图 10-19　铷和氙的折射率随波长的关系

利用缓冲气体进行相位匹配的原理如图 10-19 所示，这里 Xe 作为缓冲气体，铷蒸气作为非线性媒质。这时输入激光波长为1.06 微米，比 5S-5P的跃迁频率低。三次谐波长 0.357 微米比此跃迁频率高。所以由图中铷的折射率与波长的关系曲线可知，$\Delta k=k_3-3k_1$ 是负的。图中也同时画出 Xe 的折射率随波长的变化曲线，可见在上述波长范围内是正常色散。这样，在附加足够压力的 Xe 时，可以使混合物在 1.06 微米和 0.357 微米处总的折射率相等，从而满足相位匹配 $\Delta k=3\omega(\eta-\eta_3)/c=0$ 的要求。

为计算所需要的缓冲气体与碱金属蒸气的压力比，需要知道两种组分的折射率与波长的

关系。在标准温度气压(STP)下，氙的折射离公式为[15]

$$\eta x_e - 1 \approx \left\{ \frac{393235}{46.3102 - 10^{-8}/\lambda^2} + \frac{393235}{59.5779 - 10^{-8}/\lambda^2} + \frac{7366100}{139.8310 - 10^{-8}/\lambda^2} \right\} \times 10^{-8} \qquad (10\text{-}407)$$

式中波长λ的单位为厘米。碱金属蒸汽的折射率由塞耳迈耶尔方程给出为[16]

$$\eta(\lambda) - 1 = \frac{N r_e}{2\pi} \sum_{ij} \frac{\bar{\rho}(i) f_{ij}}{\left(\frac{1}{\lambda^2_{ij}} - \frac{1}{\lambda^2} \right)} \qquad (10\text{-}408)$$

式中 N 是原子的数密度，r_e 是经典电子半径（2.8×10^{-15} 米），f_{ij} 是从能级 i 到能级 j 的波长为 λ_{ij} 的跃迁的振子强度，$\bar{\rho}(i)$是能级 i 的相对集居数。密度与蒸气压 P(毛)的关系为

$$N = 9.66084 \times 10^{24} \frac{P(\text{毛})}{T} \ (\text{原子/米}^3) \qquad (10\text{-}409)$$

对碱金属蒸气来说，大约在一毛压力时，蒸气压 P 的近似表示式为

$$P(\text{毛}) \approx \exp\left(-\frac{a}{T} + d \right) \qquad (10\text{-}410)$$

常数 a 和 d 由表 10-6 给出，这样

$$N = (9.66084 \times 10^{24}/a)(d - \ln P)P \qquad (10\text{-}411)$$

表 10-6　碱金属的蒸气压常数

	Lj	Na	K	Rb	Cs
C	15571.4	12423.3	10210.4	9140.07	8827.38
d	19.130	17.3914	16.539	16.0628	16.0007
饱和蒸气压为 10 托时的温度（°C）	890	546	444	390	373
相应数密度 10^{23}（原子/米^3）	0.83	1.17	1.35	1.45	1.50

为产生三次谐波要求相位匹配时 Nx_e/N 与入射波长的关系如图 10-20 所示。

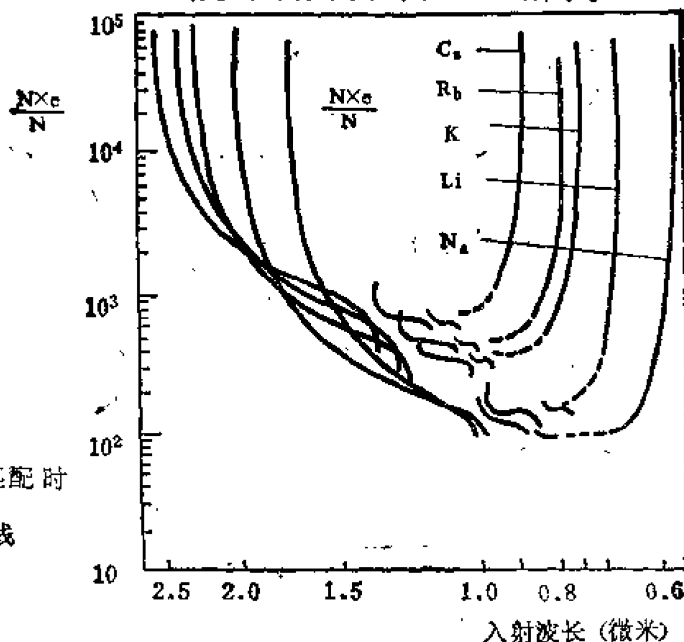


图 10-20　为产生三次谐波要求相位匹配时 $\frac{NXe}{N}$ 与入射波长的关系曲线

三、双光子吸收

实验发现当红宝石激光通过掺 Eu^{++} 的 CaF_2 时，有两倍于红宝石激光波长的荧光，但该物质不存在与单个红宝石激光光子所对应的任何激发态，而在 CaF_2 中的 Eu^{++} 有一个激发态与基态之间的跃迁频率恰好是红宝石激光频率的两倍，所以不能用连续吸收两个红宝石激光光子来解释。又由于 CaF_2 晶体是立方晶体，具有反演对称性，因而也不可能产生二次谐波。所以唯一的解释是同时吸收两个光子，这就是双光子吸收的来源。一般讲，如果具有频率为 ω_1 和 ω_2 的两束波通过非线性媒质时，当 $\omega_1+\omega_2$ 接近媒质的某个跃迁频率时，媒质同时吸收两个光子，且从每一束波中各吸收一个光子，从而引起两束波的衰减。在分析双光子吸收的具体规律时，必须明确 $\omega_1+\omega_2$ 接近媒质的某个跃迁频率 ω_0，即 $\omega_1+\omega_2\approx\omega_0$。因为现在所讨论的情况是只有两个频率 ω_1 和 ω_2，而且不存在二次非线性效应，或者不满足和频产生、差频产生和二次谐波产生的相位匹配条件；如果又不满足三次谐波产生的相位匹配条件，那么只要考虑频率 ω_1 和 ω_2 的辐射即可，不需要考虑任何其它频率的辐射。但是又要考虑到辐射场之间的耦合作用，所以必须考虑频率为 ω_1 和 ω_2 的三阶非线性电极化强度 $\mathbf{P}^{(3)}(\omega_1)$ 和 $\mathbf{P}^{(3)}(\omega_2)$。

根据（10-288）式可以立即写出两个耦合方程为

$$\frac{dE(\omega_1,z)}{dz}=\frac{3i\omega_1^2}{k_1c^2}\underline{\boldsymbol{\chi}}^{(3)}(\omega_2,-\omega_2,\omega_1)\ \vdots\ \mathbf{a}(\omega_1)\mathbf{a}(\omega_2)\mathbf{a}(\omega_2)\mathbf{a}(\omega_1)\times|E(\omega_2,z)|^2E(\omega_1,z)\tag{10-412}$$

$$\frac{dE(\omega_2,z)}{dz}=\frac{3i\omega_2^2}{k_2c^2}\underline{\boldsymbol{\chi}}^{(3)}(\omega_1,-\omega_1,\omega_2)\ \vdots\ \mathbf{a}(\omega_2)\mathbf{a}(\omega_1)\mathbf{a}(\omega_1)\mathbf{a}(\omega_2)\times|E(\omega_1,z)|^2E(\omega_2,z)\tag{10-413}$$

式中点乘按（10-356）式的定义，有

$$\underline{\boldsymbol{\chi}}^{(3)}\ \vdots\ \mathbf{abcd}=\sum_{\substack{\alpha,\beta,\gamma,\delta\\=x,y,z}}\chi^{(3)}_{\alpha\beta\gamma\delta}a_\alpha b_\beta c_\gamma d_\delta\tag{10-414}$$

将（10-412）式和（10-413）式与（10-341）式相比较时可以看到，这里已不再存在与两个波的波矢 k_1 和 k_2 有关的指数因子，因此已不再需要考虑相位失配的问题。这种与相位匹配无关的非线性过程称为非参量过程。相应地与相位匹配有关的非线性过程称为参量过程。

因为现在的情况是 $\omega_1+\omega_2$ 接近于媒质的共振频率 ω_0，因此在 $\underline{\boldsymbol{\chi}}^{(3)}(\omega_2,-\omega_2,\omega_1)$ 和 $\underline{\boldsymbol{\chi}}^{(3)}(\omega_1,-\omega_1,\omega_2)$ 中的实部和虚部都是有限的，在方程中都必须予以考虑。我们知道非线性电极化率张量的实部具有完全对易对称性，因而有

$$\begin{aligned}&R_e[\underline{\boldsymbol{\chi}}^{(3)}(\omega_2,-\omega_2,\omega_1)\ \vdots\ \mathbf{a}(\omega_1)\mathbf{a}(\omega_2)\mathbf{a}(\omega_2)\mathbf{a}(\omega_1)]\\&=R_e[\underline{\boldsymbol{\chi}}^{(3)}(\omega_1,-\omega_1,\omega_2)\ \vdots\ \mathbf{a}(\omega_2)\mathbf{a}(\omega_1)\mathbf{a}(\omega_1)\mathbf{a}(\omega_2)]\end{aligned}\tag{10-415}$$

并令（10-415）式等于 χ（这是假定的一个符号）。关于虚部的情况，可以从简单的经典模型所得到的（10-55）式出发，不难看出当 $\omega_1+\omega_2\approx\omega_0$，或 $|\omega_1+\omega_2-\omega_0|\leqslant h$ 时有

$$I_m\chi^{(3)}(\omega_2,-\omega_2,\omega_1)=I_m\chi^{(3)}_{\mathbf{u}}(\omega_1,-\omega_1,\omega_2)\tag{10-416}$$

由此可见，$\chi^{(3)}(\omega_2,-\omega_2,\omega_1)$ 和 $\chi^{(3)}(\omega_1,-\omega_1,\omega_2)$ 的虚部不仅相同，而且与 N 有相同的符号。N 是跃迁频率接近 $\omega_1+\omega_2$ 的两个能级之间的集居数差。在正常的热平衡条件下是正的，而在集居数反转的条件下变为负值。如果用 χ_{TA} 表示，则有

$$\chi_{TA}=I_m[\underline{\boldsymbol{\chi}}^{(3)}(\omega_2,-\omega_2,\omega_1)\ \vdots\ \mathbf{a}(\omega_1)\mathbf{a}(\omega_2)\mathbf{a}(\omega_2)\mathbf{a}(\omega_1)]$$

$$=I_m[\underline{x}^{(3)}(\omega_1,-\omega_1,\omega_2)\vdots a(\omega_2)a(\omega_1)a(\omega_1)a(\omega_2)] \tag{10-417}$$

考虑了（10-416）和（10-417）两式后，（10-412）式和（10-413）式变为

$$\frac{dE(\omega_1,z)}{dz}=\frac{3\omega_1^2}{k_1c^2}(i\chi-\chi_{TA})|E(\omega_2,z)|^2E(\omega_1,z) \tag{10-418}$$

$$\frac{dE(\omega_2,z)}{dz}=\frac{3\omega_2^2}{k_2c^2}(i\chi-\chi_{TA})|E(\omega_1,z)|^2E(\omega_2,z) \tag{10-419}$$

利用以上两式不难证明双光子吸收情况下的曼利一罗型的关系式为

$$N(\omega_1,z)-N(\omega_2,z)=\text{常数}=N(\omega_1,0)-N(\omega_2,0) \tag{10-420}$$

式中 $N(\omega_1,0)$和 $N(\omega_2,0)$ 分别是 $z=0$ 处频率为 ω_1 和 ω_2 的场的平均光子通量。(10-420)式表明频率为 ω_1 和 ω_2 的辐射场必须同时放大或衰减，这也正是双光子吸收规律性的反映。

关于（10-418）式和（10-419）式的一般解可以用光子通量来表示。经过简单的运算，不难得到

$$\frac{d|E(\omega_1,z)|^2}{dz}=-\frac{6\omega_1^2}{k_1c^2}\chi_{TA}|E(\omega_1,z)|^2|E(\omega_2,z)|^2 \tag{10-421}$$

或

$$\frac{dN(\omega_1,z)}{dz}=-\frac{3\omega_1^2\omega_2^2\mu_0\hbar}{k_1k_2c^2}\chi_{TA}N(\omega_1,z)N(\omega_2,z) \tag{10-422}$$

所以得到光子通量 $N(\omega_1,z)$ 和 $N(\omega_2,z)$ 的耦合方程为

$$\frac{dN(\omega_1,z)}{dz}=\frac{dN(\omega_2,z)}{dz}=-a_{TA}N(\omega_1,z)N(\omega_2,z) \tag{10-423}$$

式中

$$a_{TA}=\frac{3\omega_1^2\omega_2^2\mu_0\hbar}{k_1k_2c^2}\chi_{TA} \tag{10-424}$$

将（10-420）式代入（10-423）式给出

$$\frac{dN(\omega_1,z)}{dz}=-a_{TA}N^2(\omega_1,z)+a_{TA}N(\omega_1,z)[N(\omega_1,0)+N(\omega_2,0)] \tag{10-425}$$

对上式积分并利用积分

$$\int\frac{dx}{a+bx+cx^2}=\frac{1}{\sqrt{-q}}\ln\frac{2cx+b-\sqrt{-q}}{2cx+b+\sqrt{-q}}$$

式中 $q=4ac-b^2$，最后可得

$$N(\omega_1,z)=N(\omega_1,0)-\frac{N(\omega_1,0)-N(\omega_2,0)}{N(\omega_1,0)-N(\omega_2,0)\exp\left(-\frac{z}{l_{TA}}\right)} \tag{10-426}$$

式中 l_{TA} 是表示双光子吸收过程的一个特征长度，有

$$l_{TA}=\{a_{TA}[N(\omega_1,0)-N(\omega_2,0)]\}^{-1} \tag{10-427}$$

再由（10-420）式可得

$$N(\omega_2,z)=N(\omega_1,z)-[N(\omega_1,0)-N(\omega_2,0)] \tag{10-428}$$

如果按习惯把两束波中较弱的一束令其频率为 ω_2，那么由（10-427）式可见，通常 l_{TA} 是正值，所以对于大的 z 值，根据（10-426）式和（10-428）式，$N(\omega_1,z)$趋于 $N(\omega_1,0)-N(\omega_2,0)$，$N(\omega_2,z)$趋于零。它们随 z 的变化规律如图 10-21 所示。

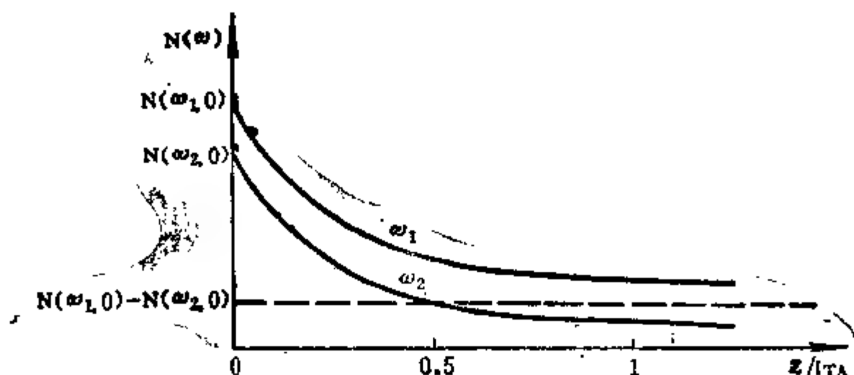


图 10-21 具有频率为 ω_1 和 ω_2 的两束波通过具有跃迁频率 $\omega_0\approx\omega_1+\omega_2$ 的媒质时，双光子吸收过 程所引起的衰减

四、受激喇曼散射

对于普通的喇曼散射来说，不论是斯托克斯散射还是反斯托克斯散射，都是不相干的辐射。可是一束强的频率为 ω_l 的泵浦光在斯托克斯频率 ω_s 上有很高的增益，能在泵浦光束传播方向上产生相干的斯托克斯散射，这就是受激喇曼散射。在第一节已讨论了受激喇曼过程具有双光子共振增强的三阶非线性电极化率，该过程如图10-22 所示，双光子共振电极化率张量为$\underline{\chi}^{(3)}(\omega_l,-\omega_l,\omega_s)$。

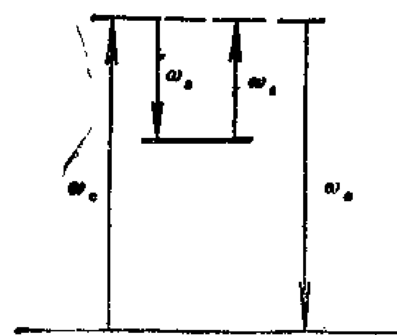


图 10-22 受激喇曼散射过程

现在分析受激喇曼散射过程。分析受激喇曼现象时和分析讨论双光子吸收时的情况相似，只是现在辐射场的两个分量的频率之差（而不是双光子吸收情况时的频率之和）接近媒质的一个共振频率。如果对所有产生和频、差频以及产生谐波的相位匹配条件都不能很好地满足时，方程(10-412)式和（10-413）式也可应用于此，只是用散射光频率ω_s和泵浦光频率 $\omega_l(\omega_l>\omega_s)$分别代替 ω_2 和 ω_1 即可，这样得到受激喇曼散射过程的两个耦合方程为

$$\frac{dE(\omega_s,z)}{dz}=\frac{3i\omega_s^2}{k_sc^2}\underline{\chi}^{(3)}(\omega_l,-\omega_l,\omega_s)\,\vdots\,\mathbf{a}(\omega_s)\mathbf{a}(\omega_l)\mathbf{a}(\omega_l)\mathbf{a}(\omega_s)\times|E(\omega_l,z)|^2E(\omega_s,z) \tag{10-429}$$

$$\frac{dE(\omega_l,z)}{dz}=\frac{3i\omega_l^2}{k_lc^2}\underline{\chi}^{(3)}(\omega_s,-\omega_s,\omega_l)\,\vdots\,\mathbf{a}(\omega_l)\mathbf{a}(\omega_s)\mathbf{a}(\omega_s)\mathbf{a}(\omega_l)\times|E(\omega_s,z)|^2E(\omega_l,z) \tag{10-430}$$

和双光子吸收的情况一样，受激喇曼过程不受相位匹配条件的限制，所以它也是一个典型的非参量过程。因为现在 $\omega_l-\omega_s$ 接近共振频率，因而三阶非线性电极化率张量 $\underline{\chi}^{(3)}(\omega_l,-\omega_l,\omega_s)$和 $\underline{\chi}^{(3)}(\omega_s,-\omega_s,\omega_l)$也是复数，其实部具有完全对易对称性，虚部的性质也可以利用（10-55）式分析．当$|\omega_l-\omega_s-\omega_0|\leqslant h$时，有

$$I_m\underline{\chi}^{(3)}(\omega_s,-\omega_s,\omega_l)=-I_m\underline{\chi}^{(3)}(\omega_l,-\omega_l,\omega_s) \tag{10-431}$$

并且 $I_m\underline{\chi}^{(3)}(\omega_s,-\omega_s,\omega_l)$和 N（跃迁频率接近$\omega_l-\omega_s$的两个能级之间的集居数差）有相同的符号。因此可定义

$$\begin{aligned}\chi_R&=I_m[\underline{\chi}^{(3)}(\omega_s,-\omega_s,\omega_l)\,\vdots\,\mathbf{a}(\omega_l)\mathbf{a}(\omega_s)\mathbf{a}(\omega_s)\mathbf{a}(\omega_l)]\\&=-I_m[\underline{\chi}^{(3)}(\omega_l,-\omega_l,\omega_s)\,\vdots\,\mathbf{a}(\omega_s)\mathbf{a}(\omega_l)\mathbf{a}(\omega_l)\mathbf{a}(\omega_s)]\end{aligned} \tag{10-432}$$

在正常热平衡条件下，χ_R 是正值。在集居数反转的条件下变为负值。现在（10-429）式和（10-430）式可简化为

$$\frac{dE(\omega_s,z)}{dz}=\frac{3\omega_s^2}{k_sc^2}(i\chi+\chi_R)|E(\omega_l,z)|^2E(\omega_s,z) \tag{10-433}$$

$$\frac{dE(\omega_l,z)}{dz}=\frac{3\omega_l^2}{k_lc^2}(i\chi-\chi_R)|E(\omega_s,z)|^2E(\omega_l,z) \tag{10-434}$$

由以上两式也不难求出这时的曼利—罗型的关系式为

$$N(\omega_s,z)+N(\omega_l,z)=\text{常数}=N(\omega_s,0)+N(\omega_l,0) \tag{10-435}$$

这结果表明频率为 ω_s 的辐射场其光子数的任何增加或减少，恰好与频率为 ω_l 的光子数的损耗或增加相等。由此可见，由于场之间的非线性耦合的结果，两个频率分量 ω_s 和 ω_l 中的一个被放大，另一个必须被衰减，而在双光子吸收的情况下，两个分量是同时被放大或同时被衰减的。

类似于求解（10-421）式和（10-422）式，可以求得

$$N(\omega_s,z)=N(\omega_s,0)-\frac{N(\omega_s,0)+N(\omega_l,0)}{N(\omega_s,0)+N(\omega_l,0)\exp\left(-\frac{z}{l_R}\right)} \tag{10-436}$$

式中 l_R 是表征喇曼过程的一个特征长度，定义为

$$l_R=\left\{\frac{3\omega_s^2\omega_l^2\mu_0\hbar}{k_sk_lc^2}[N(\omega_s,0)+N(\omega_l,0)]\chi_R\right\}^{-1} \tag{10-437}$$

$N(\omega_s,z)$ 和 $N(\omega_l,z)$ 随 z 的变化规律如图 10-23 所示。

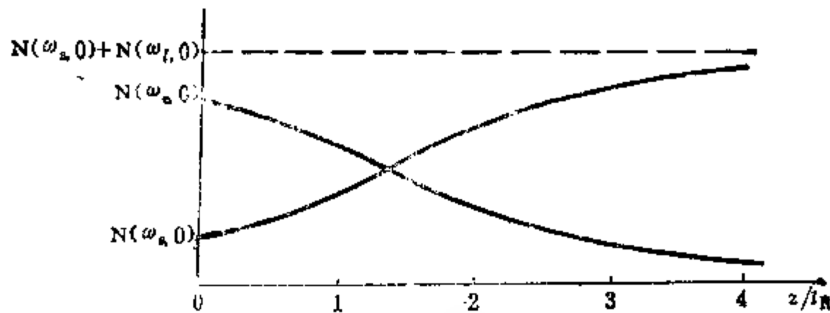


图 10-23　频率为 ω_s 和 ω_l 的两束波通过非线性媒质时，由于受激喇曼效应所引起各自的放大和衰减

最后要说明的是：从受激喇曼效应和参量放大的讨论中可以看到它们之间存在着某些类似，两者都是辐射场的低频分量被放大，同时又都是消耗辐射场的高频分量，而且两个分量之间的能量交换都是一个光子对一个光子进行的。那么如何区分这两种效应？如果媒质具有反演对称性，这就表明在这种媒质中不可能产生参量过程，或者即使媒质没有反演对称性，但相位匹配条件不满足，那么就可以将参量过程排除掉。如果差频 ω_2 或闲置频率接近于非线性媒质的某个共振频率，那么信号波 ω_1（或 ω_s）的放大不仅来自参量效应（正比于 $\chi^{(2)}$）也来自受激喇曼效应（正比于 $\chi^{(3)}$）。

和频和双光子吸收现象也存在着类似的情况，如果两个频率之和接近于媒质的一个共振频率，并且满足和频的相位匹配条件，那么本来有区别的和频产生与双光子吸收这两个过程就变得难以区分了。

此外，如果泵浦光强到足以使得所产生的频率为 $\omega_s=\omega_l-\omega_v$ 的斯托克斯辐射仍很强，

以致可以作为一个新的泵浦源，进而使得在频率 $\omega_l-2\omega_v$ 上有受激喇曼增益，这样又可能产生频率为 $\omega_s'=\omega_l-2\omega_v$ 的辐射等等。实际上已观察到多条受激喇曼线，它们的频率为 $\omega_l-n\omega_v$，$n=1,2\cdots$。而且还在频率 $\omega_l+n\omega_v$ 上观察到相干辐射，其中 n 是正整数。这种辐射来自受激喇曼线的相互混合，以及通过三阶非线性电极化和激光辐射的混合产生的。例如频率为 $\omega_l+\omega_v$ 的辐射是由 ω_l，ω_l 以及 $-(\omega_l-\omega_v)$ 的混合产生的，并且这个过程由三阶非线性电极化率张量 $\chi^{(3)}[\omega_l,\omega_l,-(\omega_l-\omega_v)]$ 所控制。

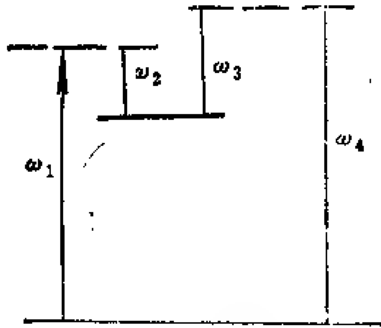


图 10-24　双谐和泵浦过程

除单一的参量过程和非参量过程外，还有的过程不只是一个非线性过程，如图 10-24 所示的所谓双谐泵浦过程。如果产生频率为 ω_4 的波，则过程称为相干反斯托克斯喇曼散射（$CARS$）。如果产生的波的频率为 ω_3，则过程称为相干喇曼混合。现假定媒质是各向同性的，并且各辐射场的偏振方向都相同，则双谐和泵浦过程的耦合方程组为[17]

$$\frac{dE(\omega_1,z)}{dz}=\frac{3i\omega_1}{c\eta_1}[\chi_{4WM}E(\omega_2,z)E^*(\omega_3,z)E(\omega_4,z)\exp(i\Delta kz)+\chi^*_{SRS1}|E(\omega_2,z)|^2E(\omega_1,z)] \tag{10-438}$$

$$\frac{dE(\omega_2,z)}{dz}=\frac{3i\omega_2}{c\eta_2}[\chi^*_{4WM}E(\omega_1,z)E(\omega_3,z)E^*(\omega_4,z)\exp(-i\Delta kz)+\chi_{SRS1}|E(\omega_1,z)|^2E(\omega_2,z)] \tag{10-439}$$

$$\frac{dE(\omega_3,z)}{dz}=\frac{3i\omega_3}{c\eta_3}[\chi_{4WM}E(\omega_2,z)E(\omega_4,z)E^*(\omega_1,z)\exp(i\Delta kz)+\chi_{SRS2}|E(\omega_4,z)|^2E(\omega_3,z)] \tag{10-440}$$

$$\frac{dE(\omega_4,z)}{dz}=\frac{3i\omega_4}{c\eta_4}[\chi^*_{4WM}E(\omega_1,z)E^*(\omega_2,z)E(\omega_3,z)\exp(-i\Delta kz)+\chi^*_{SRS2}|E(\omega_3,z)|^2E(\omega_4,z)] \tag{10-441}$$

式中 $\Delta k=(k_4-k_3)-(k_1-k_2)$，符号$4WM$表示四波混合，$SRS1$ 表示第一个受激喇曼过程。

五、受激布里渊散射

所谓布里渊散射，就是入射到媒质的光波场与媒质内的弹性声波场发生相互作用而产生的一种光的散射现象。所谓受激布里渊散射，就是当强激光束入射到很多媒质（有气体、液体和固体）中时，不但可以产生很强的布里渊散射效应，而且在一定的条件下，可以使这种散射效应具有受激发射的特点，这种具有受激发射特点的布里渊散射，就是受激布里渊散射。受激布里渊散射现象是在 1964 年发现的。产生这种现象的机理是由于时间上变化的电场加到液体或晶体时，会引起媒质的电致伸缩，从而在媒质内激励声波。这种声波的产生，又会调制光介电常数，从而能使频率差正好等于声波频率的两束电磁波之间产生能量的交换。

设 $u(x,t)$ 表示在 x 处一质点离开其平衡位置的位移，ρ 是媒质的质量密度，在媒质没有受到外电场的作用时，质点只受到弹性力和阻尼作用所引起的阻力，这时声振动传播的波动方程为

$$T\frac{\partial^2 u}{\partial x^2}-\eta\frac{\partial u}{\partial t}=\rho\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} \tag{10-442}$$

注意，这里的 η 是对于声波的一个唯象地引入的耗散常数，T 是弹性常数。如果媒质受到外加电场的作用，则媒质还要受到附加的作用力，这时声振动传播的波动方程变为[18]：

$$-\eta\frac{\partial u}{\partial t}+T\frac{\partial^2 u}{\partial x^2}+\frac{1}{2}\gamma\frac{\partial}{\partial x}E^2=\rho\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} \tag{10-443}$$

式中 γ 是唯象地引入的一个常数，它用来描述由于应变所引起的光介电常数的改变 $\delta\varepsilon=-\gamma\dfrac{\partial u}{\partial x}$ 的。

现假定（10-443）式中的 E 是由两束平面波所组成，它们相对声波的运行方向是任意的。设三束波的形式为

$$\mathbf{E}_1(\mathbf{r},t)=\frac{1}{2}E_1(r_1)\exp i(\omega_1 t-\mathbf{k}_1\cdot\mathbf{r})+c\cdot c$$

$$\mathbf{E}_2(\mathbf{r},t)=\frac{1}{2}E_2(r_2)\exp i(\omega_2 t-\mathbf{k}_2\cdot\mathbf{r})+c\cdot c \tag{10-444}$$

$$u(\mathbf{r},t)=\frac{1}{2}u_s(r_s)\exp i(\omega_s t-\mathbf{k}_s\cdot\mathbf{r})+c\cdot c$$

式中 r_1，r_2 和 r_s 是三束波各自沿着自己的传播方向$\mathbf{k}_1$，$\mathbf{k}_2$ 和$\mathbf{k}_s$ 所测量的距离，即 $r_i=\mathbf{K}_i\cdot\mathbf{r}/k_i$。这样，在（10-443）式中的 x 用 r_s 代替后，并假定 $k_s^2u_s\gg\dfrac{d^2u_s}{dr_s^2}$，$k_s\dfrac{du_s}{dr_s}\gg\dfrac{d^2u_s}{dr_s^2}$，以及满足 $\omega_2-\omega_1=\omega_s$ 的情况下，不难给出

$$\frac{1}{2}[-i\eta\omega_s+\rho\omega_s^2]u_s-\frac{1}{2}T\left[k_s^2u_s+2ik_s\left(\frac{du_s}{dr_s}\right)\right]$$
$$\times\exp i(\omega_s t-\mathbf{k}_s\cdot\mathbf{r})+c\cdot c$$
$$=-\frac{\gamma}{8}\frac{\partial}{\partial r_s}\{E_2(r_2)E_1^*(r_1)\exp i[(\omega_2-\omega_1)t-(\mathbf{k}_2-\mathbf{k}_1)\cdot\mathbf{r}]+c\cdot c\}$$

$$\tag{10-445}$$

如果满足相位匹配条件

$$\mathbf{k}_s=\mathbf{k}_2-\mathbf{k}_1 \tag{10-446}$$

并 $\left|\dfrac{\partial}{\partial r_s}E_2(r_2)E_1^*(r_1)\right|\ll|k_sE_2(r_2)E_1^*(r_1)|$，又 $\dfrac{T}{\rho}=v_s^2$，式中 v_s 是声波在媒质中的自由传播速度，则波方程（10-445）式变为

$$2ik_sv_s^2\frac{du_s(r_s)}{dr_s}+\left(k_s^2v_s^2-\omega_s^2+\frac{i\eta\omega_s}{\rho}\right)u_s(r_s)$$
$$=-\frac{i\gamma k_s}{4\rho}E_2(r_1)E_1^*(r_1) \tag{10-447}$$

（10-447）式就是我们所要求的声波的运动方程。

关于电磁波方程可以求得如下：由于电磁场对媒质作用而激励声波，由声波可产生附加非线性极化项

$$P_{NL}=\delta\varepsilon E=\gamma E(r_1t)\frac{\partial u(r,t)}{\partial r_s} \tag{10-448}$$

将（10-448）式的 P_{NL} 代入波动方程并考虑 ω_i 的分量有

$$\nabla^2 \mathbf{E}_i(\mathbf{r}_1 t) = \mu_0 \varepsilon \frac{\partial^2}{\partial t^2} E_i(\mathbf{r}, t) + \mu_0 \frac{\partial^2}{\partial t^2}(P_{NL})_i \tag{10-449}$$

式中$(\mathbf{P}_{NL})_i$是指非线性极化$\mathbf{P}_{NL}$中频率为ω_i的一个分量，它是作为场$E_i(\mathbf{r},t)$的一个激励源。令指标$i=1$，则（10-449）式左边有

$$\nabla^2 E_1(\mathbf{r},t) = -\frac{1}{2}[k_1^2 E_1(r_1) + 2i\mathbf{k}_1 \cdot \nabla E_1(r_1) - \nabla^2 E_1(r_1)]$$
$$\times \exp i(\omega_1 t - \mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{r}) + c \cdot c \tag{10-450}$$

这样，在略去（10-450）式中的$\nabla^2 E_1(r_1)$项并考虑到$k_1 \cdot \nabla E_1(r_1) = k_1 \dfrac{dE_1}{dr_1}$，则（10-459）式变为

$$\left[k_1 \frac{dE_1(r_1)}{dr_1}\right] \exp i(\omega_1 t - \mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{r})$$
$$= \frac{1}{4} i\mu_0 \frac{\partial^2}{\partial t^2}[\gamma E_2(r_2) \exp i(\omega_2 t - \mathbf{k}_2 \cdot \mathbf{r})$$
$$\times \frac{\partial}{\partial r_s}\{u_s^*(r_s) \exp i(\omega_s t - \mathbf{k}_s \cdot \mathbf{r})\}] \tag{10-451}$$

再利用$\omega_1 = \omega_2 - \omega_s$和（10-446）式后便给出

$$k_1 \frac{dE_1(r_1)}{dr_1} = \frac{i\omega_1^2 \gamma \mu_0}{4} E_2 \left\{ ik_s u_s^* + \frac{du_s^*}{dr_s} \right\} \tag{10-452}$$

如果$\dfrac{du_s}{dr_s} \ll k_s u_s$，则上式又变为

$$\frac{dE_1}{dr_1} = -\frac{\omega_1^2 \gamma \mu_0 k_s}{4k_1} E_2 u_s^* \tag{10-453}$$

若需要考虑媒质的损耗所引起的耗散项，则要加上耗散项$-\alpha E_1/2$，这样就有

$$\frac{dE_1}{dr_1} = -\frac{\omega_1^2 \gamma \mu_0 k_s}{4k_1} E_2 u_s^* - \frac{\alpha E_1}{2} \tag{10-454}$$

完全类似地可以求得

$$\frac{dE_2}{dr_2} = -\frac{\omega_2^2 \gamma \mu_0 k_s}{4k_2} E_1 u_s - \frac{\alpha E_2}{2} \tag{10-455}$$

到此，方程（10-447）式，（10-454）式和（10-455）式就是所要求的包括声场$u_s(r_s)$和电场$E_1(r_1)$及$E_2(r_2)$的一组耦合方程。

如果频率为ω_2的泵浦场比ω_1的散射光和ω_s的声波场强得多，那么可以认为$E_2(r_2)=$常数。这样，只要求解（10-447）式和（10-454）式即可。现在取$\omega_s = k_s v_s$，则由（10-447）式和（10-454）式可得

$$\frac{du_s}{dr_s} = -\frac{\eta}{2\rho v_s} u_s - \frac{\gamma}{8\rho v_s^2} E_2 E_1^* \tag{10-456}$$

及

$$\frac{dE_1^*}{dr_1} = -\frac{\alpha E_1^*}{2} - \frac{\gamma k_1 k_s}{4\varepsilon_1} E_2^* u_s \tag{10-457}$$

由（10-456）式和（10-457）两式可见，在耦合方程中有两个变量r_1和r_s，如果将坐标变换到沿角平分线所量度的坐标ξ上，见图10-25。那么在耦合方程中出现两个坐标变量的困难就可以消除。例如利用关系$r_1 = r_s = \xi \cos\theta = q$，则（10-456）式和（10-457）式可以写为

$$\frac{du_s}{dq}=-\frac{\eta}{2\rho v_s}u_s-\frac{\gamma}{8\rho v_s^2}E_2E_1^* \qquad (10\text{-}458)$$

$$\frac{dE_1^*}{dq}=-\frac{\alpha\Sigma_1}{2}-\frac{\gamma k_1k_s}{4\varepsilon_1}E_2^*u_s \qquad (10\text{-}459)$$

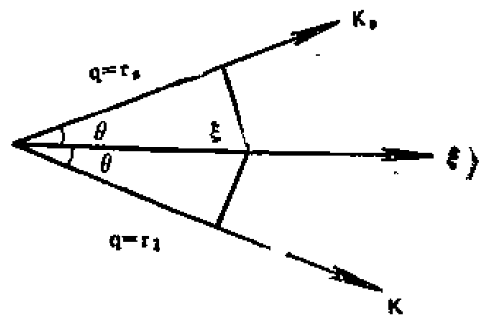


图 10-25 垂直于声波前所测量的距离r_s和垂直于光波前所测量的距离r_1之间的关系

(10-458) 式和 (10-459) 式是用来描述声振动位移u_s和电场E_1的增长或衰减随q的变化规律的。如果它们是指数增长的，则可取

$$u_s(q)=u_s(o)e^{gq} \qquad (10\text{-}460)$$

$$E_1^*(q)=E_1^*(o)e^{gq} \qquad (10\text{-}461)$$

的形式，式中g是增益常数。将 (10-460) 式和 (10-461) 式代入 (10-458)式和(10-459) 式后可求得g为

$$g=-\frac{1}{4}(\alpha_s+\alpha)+\frac{1}{4}\sqrt{(\alpha_s+\alpha)^2-4\left(\alpha\alpha_s-\frac{\gamma^2k_1k_s|E_2|^2}{8\rho v_s^2\varepsilon_1}\right)} \qquad (10\text{-}462)$$

式中$\alpha_s=\eta/\rho v_s$是声波的指数衰减常数。如果$g\geqslant 0$，表示沿$\mathbf{k}_s$方向传播的声波和沿$\mathbf{k}_1$方向运行的频率为ω_1的光波同时被放大，这要求

$$|E_2|^2\geqslant\frac{8T\varepsilon_1\alpha_s\alpha}{\gamma^2k_1k_s} \qquad (10\text{-}463)$$

如果用强度表示时，则有

$$I_2\geqslant\frac{4T\varepsilon_1\varepsilon_2v_c\alpha_s\alpha}{\gamma^2k_1k_s} \qquad (10\text{-}464)$$

根据对石英和蓝宝石的典型材料所作的估计，(功率/面积)阈值$\sim10^7$瓦特/厘米^2。像这样大的功率密度可从Q开关激光器获得。

因为$\omega_s\ll\omega_2$，$\omega_2\approx\omega_1$，这样，在各向同性媒质内又有$k_2\doteq k_1$，则矢量关系 (10-446) 式变成如图 10-26 所示的像布喇格衍射那样的关系，即有$\mathbf{k}_s=\mathbf{k}_2-\mathbf{k}_1$，$k_s=2k_2\sin\theta$。当$\theta=\frac{\pi}{2}$，这对应于背向散射的情况，$k_s$最大。

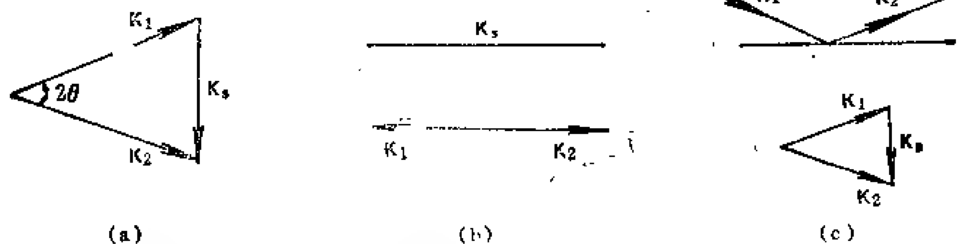


图 10-26 在各向同性媒质内 ($k_2\approx k_1$) 受激布里渊散射的矢量关系，$\mathbf{k}_2-\mathbf{k}_1=\mathbf{k}_s$
(a) 任意角，(b) 背向散射，(c) 布喇格衍射

这时$k_s=2k_2$，并得到前向声波的频率为

$$(\omega_s)_{max}=v_sk_s$$
$$=2k_2v_s \qquad (10\text{-}465)$$

六、相位共轭

设有一光束

$$E_1(\mathbf{r},t)=\mathrm{Re}[\psi(\mathbf{r})\exp i(\omega t-kz)]$$
$$=\mathrm{Re}[A_1(\mathbf{r})\mathrm{xep}\, i\,\omega\, t] \quad (10\text{-}466)$$

沿 z 方向通过线性无耗畸变媒质，式中 ψ 与 r 有关表示场受到信息、畸变和衍射效应的空间调制。如果由于某种原因在靠近 z_0 处的某个空间内产生一个由如下形式所表示的场$E_2(\mathbf{r},t)$

$$E_2(\mathbf{r},t)=\mathrm{Re}[\psi^*(\mathbf{r})\exp i(\omega t+kz)]$$
$$=\mathrm{Re}[A_2(\mathbf{r})\exp(i\omega t)] \quad (10\text{-}467)$$

对所有 $z<z_0$ 的区域有 $A_2(\mathbf{r})=A_1{}^*(\mathbf{r})$，那么 $E_2(\mathbf{r},t)$便称为$E_1(\mathbf{r},t)$的共轭波。注意由 E_1 给出 E_2 只要取空间部分的复数共轭，而保持因子 $\exp(i\,\omega\, t)$不变（这等效于保持空间部分不变，但改变时间 t 的符号）[19]。如果已产生了共轭场 E_2，那么它将沿着和 E_1 相反的方向通过畸变媒质，这可以证明如下：

设光束 $E_1(\mathbf{r},t)=\mathrm{Re}[\psi(r)\exp i(\omega t-kz)]$从左向右通过大气传播，假定其介电常数$\varepsilon(\mathbf{r})$在光束来回一次时间内是稳定的（媒质是无耗的，所以 $\varepsilon(\mathbf{r})$是实数）标量波方程为 $\nabla^2E+\omega^2\mu_0\varepsilon(\mathbf{r})E=0$，将（10-466）式代入后，波方程变为

$$\nabla^2\psi+[\omega^2\mu_0\varepsilon(\mathbf{r})-k^2]\psi-2ik\frac{\partial\psi}{\partial z}=0 \quad (10\text{-}468)$$

取这个方程的复数共轭，则有

$$\nabla^2\psi^*+[\omega^2\mu_0\varepsilon(\mathbf{r})-k^2)]\psi^*+2ik\frac{\partial\psi^*}{\partial z}=0 \quad (10\text{-}469)$$

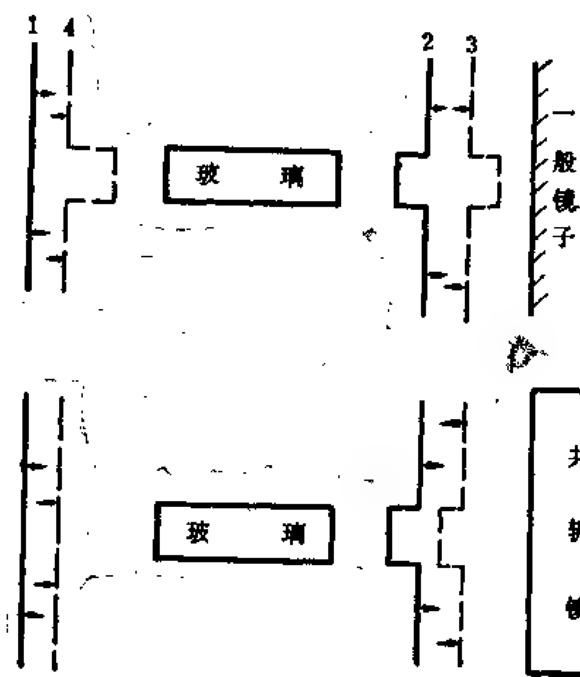


图10-27　相位共轭自动补偿波前畸变示意图

不难看出这个方程可以看作是描述场

$$E_2(\mathbf{r},t)=\mathrm{Re}[\psi^*(r)\exp i(\omega t+kz)]$$

传播的波动方程，这是一个在 $-z$ 方向传播的波，即与 E_1 反方向传播，且在空间每一点处的复数振幅等于场 E_1 的复数共轭。产生的复数共轭波可以自动地补偿空间畸变，如图 10-27所示。图 10-27 a 表示一束平面波“1”入射在畸变元件（玻璃圆柱体）并通过后变为“2”，它从一个通常的镜子“3”反射后便沿相反的方向再通过圆柱体，结果使波前的凸出部分加倍。图 10-27 b 表示用一共轭镜代替惯常的反射镜，共轭镜产生的反射波前与入射波前是恒等的，其结果是使凸出部分完全消除，所以最后结果使“4”和“1”完全相同。

相位共轭波可以通过三波混合，四波混合以及其它方法，例如受激布里渊散射等产生。在这里只简单地介绍通过三波混合和四波混合产生相位共轭波的基本原理。

（一）三波混合产生相位共轭波（与二次非线性极化有关）

假定有两个场

$$E_1=\frac{1}{2}A_1\exp i(\omega t-k_1z)+c\cdot c \quad (10\text{-}470)$$

$$E_2=\frac{1}{2}A_2\exp i(2\omega t-k_2z)+c\cdot c$$

入射在没有反演对称性的晶体上，则由于非线性耦合所产生的频率为ω的二阶非线性电极化强度为

$$P^{(2)}(\omega,z,t)=\frac{1}{2}\varepsilon_0\chi^{(2)}(2\omega,-\omega)A_2\exp i(2\omega t-k_2z)$$
$$\times[A_1\exp i(\omega t-k_1z)]^*+c\cdot c \quad (10-471)$$

如果$k_2=2k_1$，代入上式后，并考虑电极化强度$P^{(2)}(\omega,z,t)$将发射波

$$E_3\propto\varepsilon_0\chi^{(2)}(2\omega,-\omega)\exp i(\omega t-k_1z)\cdot A_2A_1^* \quad (10-472)$$

这波在通常的平面镜上反射后变为

$$(E_3)_{反射}\propto\varepsilon_0\chi^{(2)}(2\omega,-\omega)A_2A_1^*\exp i(\omega t+k_1z) \quad (10-473)$$

可见（10-473）式是原始场E_1的复数共轭。三波相位共轭有其主要的缺点，即为了有效地产生相位共轭场，必须满足相位匹配条件

$$k_2=2k_1 \quad (10-474)$$

但在晶体中，只有一个方向恰好能满足这个条件，所以，这就对输入光束的发散角提出了严格的限制。

（二）四波混合产生相位共轭波

四波混合的实验略图如图10-28所示。假定用于混合的输入波E_i为

$$E_i(\mathbf{r},t)=\frac{1}{2}A_i(r_i)\exp i(\omega_i t-\mathbf{k}_i\cdot\mathbf{r})+c\cdot c \quad (10-475)$$

式中$i=1,2,4$，而且使得波1和波2恰好在相反的方向上运行，频率又相同，所以

$$\mathbf{k}_1+\mathbf{k}_2=0 \quad (10-476)$$

波4的频率也是ω，可沿任意方向入射，这里规定入射的方向为z方向，则感应电极化为

$$P^{(3)}(\omega,\omega,-\omega)\propto\varepsilon_0\chi^{(3)}A_1A_2A_4^*$$
$$\times\exp i[(\omega+\omega-\omega)t-(\mathbf{k}_1+\mathbf{k}_2)\cdot\mathbf{r}$$
$$+kz]+c\cdot c \quad (10-477)$$

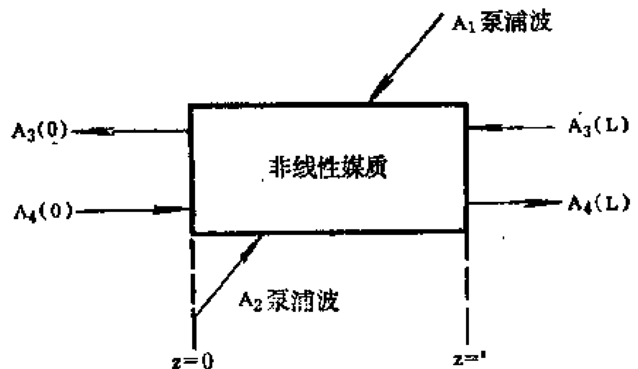


图10-28 四波混合几何关系

将（10-476）式代入后，则上式变为

$$P^{(3)}(\omega,\omega,-\omega)\propto\varepsilon_0\chi^{(3)}A_1A_2A_4^*\exp i(\omega t+kz)+c\cdot c \quad (10-478)$$

这表示产生了频率也为ω的在负z方向运行的第四个波。按（10-478）式，这个波与A_4^*成正比，因而就是所期望的复数共轭波。

参 考 资 料

[1] Hanna, D.C., Yuratich, M.A., and cotter, D., **Nonlinear Optics of Free Atoms and Molecules**, Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York, p. 39 (1979).

[2] Richard, A.N., and phillipS, A., Contemporary Optics for Scientists And Engineers, Prentice-Hall, Inc. Englewood cliffs, New Jersey, p. 379 (1976).

[3] Butcher, P.N., Nonlinear Optical Phenomena, Copyright Ohio state University, p. 53-54 (1965).

[4] 周世勋，量子力学，上海科学技术出版社，168页 (1963)。

[5] Butcher, P.N., Nonlinear optical Phenomena, Copyright Ohio state University, p.75 (1965).

[6] Miles R.B., and Harris, S.E., *IEEE. J. Q-E*, 9 (4), p. 472-473 (1973).

[7] Nelson, F., Electric, optic, & Acoustic Interactions in Dielectrics, John Wiley & Sons, New York.Chichester.Brisbane.Toronto p. 179 (1979).

[8] Nelson, F., Electric, Optic, & Acoustic Interactions in Dielectrics, John Wiley & Sons, New York.Chichester.Brisbane.Toronto. p. 182 (1979).

[9] Yariv, A., Quantum Electronics, John Wiley & Sons, Inc., New York. p. 86-88 (1975).

[10] Allen Nussbaum Richard A phillips, Contemporary Optics for Scientists And Engineers, Prentice-Hall, Inc., Englewood Cliffs, New Jersey, p. 403 (1976).

[11] Mclean, T. P., Interaction of Radiation With Condensed Matter. *IAEA Vienna*, 1 56 (1977).

[12] Mclean, T. P., Interaction of Radiation With Condesed Matter, *IAEA Vienna*. 1, 59 (1977).

[13] Minck R. W., TerHune, R. W.. and Wang c.c., *Applied optics*, 5(10), 1601 (1966).

[14] Yariv, A., Quantum Electronics, John Wiley & Sons, Inc., New York London. Sydney. Toronto, p. 465 (1975).

[15] Miles, R. B. and Harris, S. E., *IEEE*. J. Q-E, 5(4), 470-480 (1973).

[16] Hanna, D. C., Yuratich, M. A., Cotter, D., Nonlinear Optics of Free Atoms And Molecules, Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York, p. 146-148 (1979).

[17] Hanna, D. C., Yuratich, M. A., Cotter, D., Nonlinear Optics of Free Atoms And Molecules, Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York, p. 99 (1979).

[18] Yariv, A., Quantum Electronics, John Wiley & Sons, Inc., New York.London.Sydney. Toronto, p. 492 (1975).

[19] Yariv, A., *IEEE*. J. Q-E. 14(9), (1978).

第十一章　光的偏振

第一节　理论、术语和偏振的应用

一、基本概念和光学参数的规定

1808 年马吕斯发现了光的偏振现象。19 世纪和 20 世纪初，理论物理学的最主要成就是电磁理论的发展和用电磁理论完整地论证了光的偏振性。电磁理论是唯象的理论，它主要说明具有确定特征的任何物质所显示的性质，而不去解释物质为什么具有这些基本特征。在光学领域内偏振和物质的所有其他光学性质，是用两个或更多的叫做**光学常数**的唯象参数来确定。电磁理论几乎不去说明，为什么物质具有这些特殊的光学常数，或者这些光学常数和组成物质的原子的特性有什么关系。在 20 世纪固体物理学中，这个问题已受到广泛的研究，但仍然只有部分了解。然而很清楚，光学常数不仅是组成物质的原子本性（即原子在周期表中的位置）的函数，而且对这种物质的方位也很敏感。也许光学参数一词比光学常数为好。不过光学常数概念是极有用的，它可以定量地预示物质发生的光学行为，在一定条件下，可把这些光学行为与非光学参数联系起来。

光学常数是重要的基本量，不幸的是在它们的定义中存在着差别，这差别来源于最初推导中出现的混乱。形成电磁理论基础的麦克斯韦方程组导出了波动方程，它在高斯单位制中是：

$$\nabla^2\mathbf{E}=\frac{\varepsilon}{c^2}\frac{\partial^2\mathbf{E}}{\partial t^2}+\frac{4\pi\sigma}{c^2}\frac{\partial\mathbf{E}}{\partial t} \tag{11-1}$$

式中　∇^2——拉普拉斯算符；

$\mathbf{E}$——行波的电场矢量；

t——时间；

c——光速；

σ——物质的波动频率电导率；

ε——物质的波动频率介电常数。

这个方程的解是

$$\mathbf{E}=\mathbf{E}_0\exp[i(\omega t+\delta)]\exp(-i\,\mathbf{k}\cdot\mathbf{r})\exp\left(-\frac{\alpha z}{2}\right) \tag{11-2}$$

式中　$\mathbf{E}_0$——波的振幅；

ω——波的角频；

δ——相角；

$\mathbf{k}$——波矢量；

$\mathbf{r}$——位置矢量；

z——波行进的方向；

α——吸收系数。

假定波矢量 $\mathbf{k}$ 是实数，等于 $(2\pi/\lambda_m)\mathbf{n}$，这里 λ_m 是波在介质中的波长，$\mathbf{n}$ 是在 $\mathbf{k}$ 方向上的单位矢量●。方程（11-2）也可写成含有复折射率 $\bar{n}$ 的形式，$\bar{n}$ 由下式定义：

$$\bar{n} = n - ik \tag{11-3}$$

式中 n 是折射率，k 是消光系数。这种形式中，当 $\delta = 0$ 时，（11-2）式变成

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 \exp\left[i\omega\left(t - \frac{\bar{n}z}{c}\right)\right] \tag{11-4}$$

取指数的虚数部为零，得到

$$z = \frac{c}{n} t \tag{11-5}$$

这表明方程（11-4）表示的是在 z 的正方向以速度 c/n 行进的波。在 z 处波的振幅由方程（11-4）得到

$$|E| = E_0 e^{-2\pi kz/\lambda} \tag{11-6}$$

式中 λ 是真空中的波长。这个波是指数衰减的，其振幅的穿透深度（或由入射表面到振幅降为初始振幅的 $1/e$ 处的距离）为 $z = \lambda/2\pi k$。吸收系数 α，为强度降为入射波强度的 $1/e$ 处的距离的倒数，是

$$\alpha = \frac{4\pi k}{\lambda} \tag{11-7}$$

这一结果是由光频或射频领域得出的。光学常数定义中的混乱来源于波动方程（11-1）的另一个解（这个解同样正确）：

$$\mathbf{E}' = E_0 \exp\left[-i\omega\left(t - \frac{\bar{n}'z}{c}\right)\right] \tag{11-8}$$

如果把复折射率定义为

$$\bar{n}' = n + ik \tag{11-9}$$

则（11-8）式也表示在 Z 的正方向行进的指数衰减波。

当波动方程在量子力学中出现时，总是选取负指数解，即选取（11-8）式而不选取（11-4）式。固体物理学家在进行光学工作时，通常用（11-9）式的形式定义复折射率而不是用（11-3）式。应用两种定义中的任何一种，均可确立同等正确的、自洽的理论，只要仅仅讨论强度，则所得表达式总是相同的。然而当计算相位差时，这两种规定常常得出相反的结果。更糟的是，作者如果不特别细心，他就可能混用两种规定得出毫无意义的结果。

光学中有些情况，有可能采用两种规定中的任何一种。最恼人的是采用左手坐标系而不采用使偏振光的 p 分量和 S 分量在正入射时有相同相变的右手坐标系（见本节二），以及定义光学常数使其依赖于入射角，对于吸收介质来说，这样定义光学常数使由斯涅耳定律给出的折射角成为实数。在主要涉及到相位差和振幅的椭偏测量术时造成的混乱特别显著。经过马勒的研究发现[1]，根据所采用的规定，可得到 16 种不同的光学常数组合，这些组

●通常波矢量取复数，即 $\mathbf{k}' = (2\pi/\lambda_m - i\alpha/2)\mathbf{n}$，方程（11-2）写成 $\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 \exp[i(\omega t + \delta)]\exp(-i\mathbf{k}'\cdot\mathbf{r})$。

合在其各自的体制中都是正确的，这由两个椭偏测量参数 ψ 和 Δ 的测量●可以看出。马勒研究了在光学、无线电和电磁理论的文献中最常用的这些规定，并同第二届国际椭偏测量术会议的参加者（包括了这些文献的作者）讨论以后，提出了关于光学参数的一套规定（见表11-1）。在整个光谱区域，这些规定已获得广泛应用，例如，可用以微波频率发展起来的传输线理论去解决光频区域的多层膜问题。无论如何，一位作者必须清楚叙述自己所用的规定，并且始终使用它。

表 11-1　光学参数规定

电场强度	$E=E_0\exp i(\omega t+\delta)\exp(-iK\cdot r)\exp\left(-\frac{\alpha z}{2}\right)$
复折射率	$\bar{n}=n-ik$
反射时的复相对振幅衰减	$\rho=\frac{r_p}{r_s}=\frac{\lvert E_p''\rvert/\lvert E_p\rvert}{\lvert E''s\rvert/\lvert Es\rvert}e^{i(\delta_p-\delta_s)}=\tan\psi e^{i\Delta}$
反射时的相对振幅衰减	$\tan\psi=\left\lvert\frac{r_p}{r_s}\right\rvert$
反射时的相对相变	$\Delta=\delta_p-\delta_s$，$0\leqslant\Delta\leqslant\pi$，对未镀表面

复折射率有时写作

$$\bar{n}=n(1-i\kappa),\qquad(11\text{-}10)$$

式中符号 κ 代替折射率的虚数部分 k。虽然 k 与吸收系数 α 有比 κ 更直接的关系（见11-7式）和更简单的表达式，但有些场合，如衰减全反射，应用 κ 可使结果简化。为了消除 k 和 κ 之间的混乱，如果应用（11-10）式，马勒建议把 κ 叫做**吸收指数**，不叫消光指数或消光系数，而仍把 k 叫做消光系数；κ 也不叫吸收系数，而仍把 α 叫吸收系数。

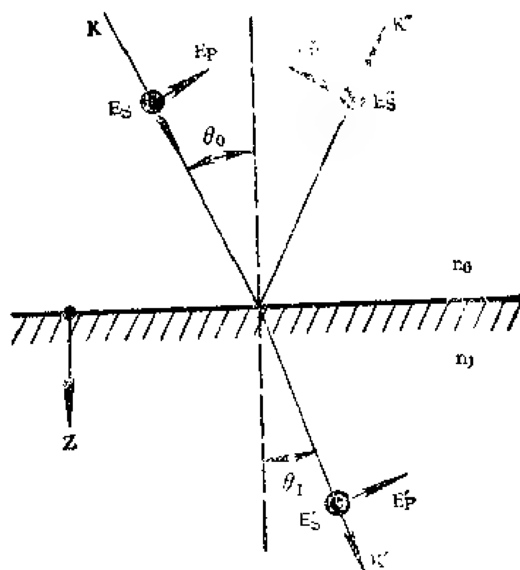


图11-1　为在折射率为 n_0 的介质与折射率为 n_1 的介质（可以是吸收介质）之间的介面上入、反射和折射平面波的 E 矢量而设置的坐标系。E_s、E_s' 和 E_s'' 分量的坐标的正方向是从纸面向外，而各 E_p 分量的坐标的正方向则是在纸平面内，并用箭头表示。应注意的，虽然是各坐标方向已在图中标出，但各 E 矢量本身却可以在正方向或者在负方向。例如，若 $n_1>n_0$，E_s 和 E_s' 的方向将从纸平面向外，但 E_s'' 却从纸平面向内。也给出了波矢量 $\mathbf{k}$、波行进的方向 z、以及入射角 θ_0 和折射角 θ_1。

二、菲涅耳方程组

菲涅耳方程组是在非正入射时光的反射系数和透射系数的表达式。在这个方程组的推导中，所假定的坐标系决定了方程组中的符号，因此，也决定了反射时 p 分量和 s 分量的相变。依照马勒的规定（见本节一），坐标系如图 11-1 所示。该坐标系中，入射角是 θ_0，折射角是 θ_1。偏振的s 分量是在垂直于纸平面的 E 波的振动平面内，而 p 分量是在纸平面

●椭偏测量术和椭偏测量参数的简要讨论见本节六。

内的 E 波的振动平面内●。（入射面在纸平面内。）对于 E_s，E_s' 和 E_s''，用圆点表示振动的正方向；对于相应的p分量，用箭头表示振动的正方向。应当注意的是，由于**镜象效应**，E_p'' 的正方向如图所示。按照规定，人们总是迎着光波的传播方向观察的，因而 E_p 的正方向是向右方，E_p'' 的正方向也是向右方。反射的各 E 矢量的正方向并不与反射的各 E 矢量的真实方向相同，真实方向依赖于物质的折射率，或者可以是正方向，或者可以是负方向。例如，若 $n_1>n_0$，当正入射时，E_s'' 是在负方向上，E_p'' 却是在正方向上。因此我们说，在反射时S波有180°的相变，P波有0°的相变。

用这个坐标系，考虑边界条件，（11-4）可解出一个界面的菲涅耳振幅反射系数

$$\frac{E_s''}{E_s}\equiv r_s=\frac{n_0\cos\theta_0-n_1\cos\theta_1}{n_0\cos\theta_0+n_1\cos\theta_1} \tag{11-11}$$

和

$$\frac{E_p''}{E_p}\equiv r_p=\frac{n_1\cos\theta_0-n_0\cos\theta_1}{n_1\cos\theta_0+n_0\cos\theta_1} \tag{11-12}$$

和振幅透射系数

$$\frac{E_s'}{E_s}\equiv t_s=\frac{2n_0\cos\theta_0}{n_0\cos\theta_0+n_1\cos\theta_1} \tag{11-13}$$

和

$$\frac{E_p'}{E_p}\equiv t_p=\frac{2n_0\cos\theta_0}{n_1\cos\theta_0+n_0\cos\theta_1} \tag{11-14}$$

只包含入射角和折射角的菲涅耳振幅反射系数和振幅透射系数使用起来更方便。应用斯涅耳定律

$$\frac{\sin\theta_0}{\sin\theta_1}=\frac{n_1}{n_0} \tag{11-15}$$

由方程（11-11）—（11-14）消去 n_0 和 n_1 后，可推导出关系式：

$$r_s=\frac{-\sin(\theta_0-\theta_1)}{\sin(\theta_0+\theta_1)} \tag{11-16}$$

$$r_p=\frac{\tan(\theta_0-\theta_1)}{\tan(\theta_0+\theta_1)} \tag{11-17}$$

$$t_s=\frac{2\sin\theta_1\cos\theta_0}{\sin(\theta_0+\theta_1)} \tag{11-18}$$

$$t_p=\frac{2\sin\theta_1\cos\theta_0}{\sin(\theta_0+\theta_1)\cos(\theta_0-\theta_1)} \tag{11-19}$$

对于非吸收物质，只要将（11-16）式和（11-17）式平方就得到强度反射系数（反射比）R_s 和 R_p：

$$R_s=r_s^2=\frac{\sin^2(\theta_0-\theta_1)}{\sin^2(\theta_0+\theta_1)} \tag{11-20}$$

●十九世纪初叶，当马吕斯发现以某一角度从玻璃表面上反射的光是他所说的“偏振光”时，他把反射光的“偏振面”定义为入射面。因为在此情况下反射光的 E 矢量垂直于入射面，所以“偏振面”是垂直于 E 矢量振动的平面。这样的命名引起相当大的混乱，由于现在术语中，讨论的是 E 矢量的振动面，并且在可能的范围内避免使用偏振面一词，问题才部分地得到解决。我们将按照这样办。当指明偏振光的方向时，我们给出振动的方向，而不是给出偏振的方向。

$$R_p = r_p^2 = \frac{\tan^2(\theta_0 - \theta_1)}{\tan^2(\theta_0 + \theta_1)} \tag{11-21}$$

并且在正入射时，由方程（11-11）和（11-12）可得

$$R_s = R_p = \frac{(n_0 - n_1)^2}{(n_0 + n_1)^2} \tag{11-22}$$

在图 11-2 的下方给出了 R_s 和 R_p 与入射角的函数曲线，这些曲线是对应于折射率比 n_1/n_0 的各个值和物质的消光系数 $k_1 = 0$。从 $n_1/n_0 = 1.3$，1.8 和 2.3 的曲线，可看出正入射反射比随着 n_1 的增大而增大。对于 $n_1/n_0 = 0.3$ 和 0.8 及 $k_1 = 0$ 的曲线，如果入射介质是空气，这些曲线就没有物理意义。然而，当第二介质是空气（$n_1 = 1$）时，它们分别表示折射率为 $n_0 = 3.33$ 和 1.25 的物质中的内反射。

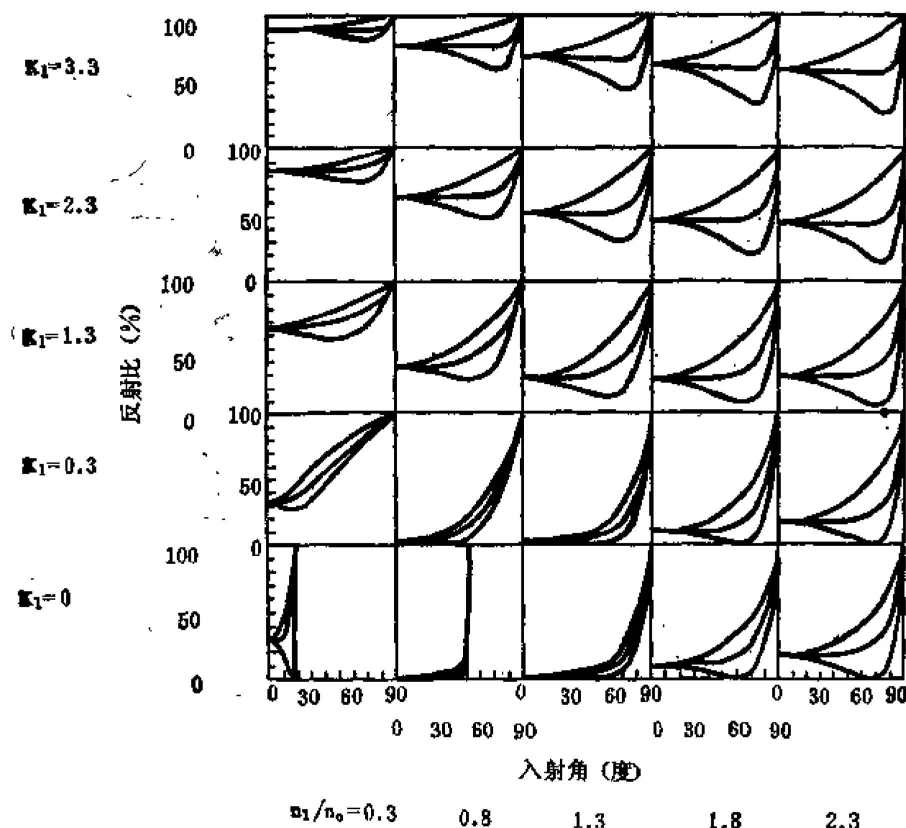


图 11-2 R_s（上方曲线）、R_p（下方曲线）和 $R_{av} = (R_s + R_p)/2$ 对于折射率比 n_1/n_0 和消光系数 k_1 的不同取值，作为入射角的函数曲线。假定折射率为 n_0 的入射介质是不吸收的。

强度透射系数 T_s 和 T_p（透射比）可从波印廷矢量出发而得，且对于不吸收物质有

$$T_s = 1 - R_s = \frac{n_1 \cos\theta_1}{n_0 \cos\theta_0} t_s^2 = \frac{4 n_0 n_1 \cos\theta_0 \cos\theta_1}{(n_0 \cos\theta_0 + n_1 \cos\theta_1)^2}$$

$$= \frac{\sin 2\theta_0 \sin 2\theta_1}{\sin^2(\theta_0 + \theta_1)} \tag{11-23}$$

$$T_p = 1 - R_p = \frac{n_1 \cos\theta_1}{n_0 \cos\theta_0} t_p^2 = \frac{4 n_0 n_1 \cos\theta_0 \cos\theta_1}{(n_1 \cos\theta_0 + n_0 \cos\theta_1)^2}$$

$$= \frac{\sin 2\theta_0 \sin 2\theta_1}{\sin^2(\theta_0 + \theta_1)\cos^2(\theta_0 - \theta_1)} \tag{11-24}$$

这些系数都是对光通过单一的边界面而言的，所以在应用上受到限制。在实际情况中，光透

过具有两个界面的片状材料，在这个材料内通常要发生多次反射，而且，如果两个界面是光滑的平行平面时，还要产生干涉效应。

对于在空气中的透明材料片，当样片具有光滑平行平面的端面，在它的内部发生相干多次反射时，强度透射系数 T 可由著名的爱里方程给出：

$$T = \frac{1}{1+[4R_{s,p}/(1-R_{s,p})^2]\sin^2\gamma} \tag{11-25}$$

式中

$$\gamma = \frac{2\pi n_1 d\cos\theta_1}{\lambda} \tag{11-26}$$

R_s 和 R_p 的数值可由方程（11-20）～(11-22) 决定；d 是样片的厚度，λ 是波长，n_1 是材料的折射率，θ_1 是折射角。方程（11-25）对于所有的入射角包括布儒斯特角在内均适用（见第四节四）。从爱里方程可知，当入射角一定时，样片物质的透射，从最大值1至最小值 $(1-R_{s,p})^2/(1+R_{s,p})^2$ 之间随着波长或者厚度的变化而变化。如果样片很厚，则透射比在靠得很近的波长上发生振荡，因而这振荡不能分辨。每当 γ 改变一个 π，便发生一个完整的振荡，所以振荡之间的波长间隔是

$$\Delta\lambda \approx \frac{\lambda^2}{2n_1 d\cos\theta_1} \tag{11-27}$$

例如，厚度为1毫米的样片，在5000埃其折射率为1.5，当在正入射 $(\cos\theta_1=1)$ 的情况下测量时，透射极大的间隔为0.83埃。这些极大值用大多数商用分光光度计是不能分辨的。这时人们测量的是平均透射 T_{av}

$$T_{av} = \frac{1-R_{s,p}}{1+R_{s,p}} \tag{11-28}$$

对于非吸收物质，若样片内部多次反射的光束之间不能相干，则所得数值与此相同；若样片是楔形的，则没有多次反射光束贡献给所测量的透射，那么，T 简单地是 T_s^2 或 T_p^2，并且能由方程（11-23）或（11-24）来计算。

如果是吸收物质，即具有复折射率的物质，反射比和透射比的计算就不如此容易，因为折射角是复数。但是斯涅耳定律〔方程（11-25）〕和菲涅耳方程（11-11）和（11-12）有时却采用 n_1 和 θ_1 的复值形式。得到的振幅反射系数可写为

$$r_s = |r_s|e^{i\delta_s} \tag{11-29}$$

和

$$r_p = |r_p|e^{i\delta_p} \tag{11-30}$$

式中 $|r_s|$ 和 $|r_p|$ 是反射比的量值，δ_s 和 δ_p 是由于反射而引起的相变。强度反射系数

$$R_{s,p} = r_{s,p}r^*_{s,p} \tag{11-31}$$

另一种途径是采用有效折射率法计算 R_s 和 R_p。假定入射介质是不吸收介质，在该介质中对于 s 分量和 p 分量的有效折射率为

$$\eta_{os} = n_o\cos\theta_o \tag{11-32}$$

$$\eta_{op} = \frac{n_0}{\cos\theta_0} \tag{11-33}$$

对于空气 $n_0=1$。在吸收物质中，η 都是复数〔2〕，并可写成〔2〕

$$\bar{\eta}_{1s} = \bar{n}_1\cos\theta_1 \tag{11-34}$$

$$\bar{n}_{1p} = \frac{\bar{n}_1}{\cos\theta_1} \tag{11-35}$$

式中$\bar{n}_1 = n_1 - ik_1$是物质的复折射率，且

$$\cos\theta_1 = \left[\frac{(\alpha_1^2+\beta_1^2)^{1/2}+\alpha_1}{2}\right]^{1/2} - i\left[\frac{(\alpha_1^2+\beta_1^2)^{1/2}-\alpha_1}{2}\right]^{1/2} \quad (11\text{-}36)$$

$$\alpha_1 = 1 + \left(\frac{n_0\sin\theta_0}{n_1^2+k_1^2}\right)^2(k_1^2-n_1^2) \quad (11\text{-}37)$$

和

$$\beta_1 = -2n_1k_1\left(\frac{n_0\sin\theta_0}{n_1^2+k_1^2}\right)^2 \quad (11\text{-}38)$$

对于吸收物质，艾贝耳方法[3]也应用了有效折射率，但作了不同的推导：

$$\bar{\eta}_{1s} = a - ib \quad (11\text{-}39)$$

$$\bar{\eta}_{1p} = c - id \quad (11\text{-}40)$$

式中

$$a^2 - b^2 = n_1^2 - k_1^2 - n_0^2\sin^2\theta_0 \quad (11\text{-}41)$$

$$ab = n_1k_1 \quad (11\text{-}42)$$

$$c = a\left(1 + \frac{n_0^2\sin^2\theta_0}{a^2+b^2}\right) \quad (11\text{-}43)$$

$$d = b\left(1 - \frac{n_0^2\sin^2\theta_0}{a^2+b^2}\right) \quad (11\text{-}44)$$

在使用有效折射率的上述两种方法中，振幅反射系数是

$$r_s = \frac{\eta_{0s}-\eta_{1s}}{\eta_{0s}+\eta_{1s}} \quad (11\text{-}45)$$

$$r_p = \frac{\eta_{1p}-\eta_{0p}}{\eta_{1p}+\eta_{0p}} \quad (11\text{-}46)$$

此二式等效于（11-29）式和（11-30）式，并且当$k_1=0$时简化为（11-11）式和（11-12）式。强度反射系数仍然由（11-31）式给出。在正入射时

$$R_s = R_p = \frac{(n_0-n_1)^2+k_1^2}{(n_0+n_1)^2+k_1^2} \quad (11\text{-}47)$$

对于n_1和k_1的不同取值，R_s和R_p和入射角的函数关系见图11-2。（除了另有说明，均假定入射介质是$n_0=1$的空气。）保持k_1为常数，随着n_1的增大，R_s和R_p都减小，但$k_1 \ll n_1$除外，即图11-2中的$k_1=0.3$除外。保持n_1为常数，随着k_1的增大，R_s和R_p二者都增大。

在涉及到偏振的问题中，讨论由于反射而引起的绝对相变δ_s和δ_p也是有意义的。如物质是不吸收的，则相变能由振幅反射系数即方程（11-11）和（11-12）来确定；当$\theta_0=0$和$n_1>n_0$时，$\delta_s=180°$和$\delta_p=360°$●。看起来这似乎有明显的矛盾，因为在正入射时，s分量和p分量是不可区分的。然而只要考虑到前面的规定，问题就可解决，依照规定人们总是逆着光的传播方向来观察的（见图11-1和本节中关于镜象效应的讨论）。为了避免混乱，在正入射时由反射而引起的相变（常定义为β）和δ_s相同。

对于电介质，若$n_0<n_1$，则对于从0°到90°的所有入射角，δ_s保持为180°，这一点可由（11-11）式的分子中看出。然而，由方程（11-12）可以看出存在着δ_p的突变。如果

● 因为360°和0°是不可区分的，所以许多光学教科书中认为，在正入射时对于电介质$\delta_p=0$。这样的说法会使人产生误解，因为这样说法是与$\Delta=\delta_p-\delta_s>0$相矛盾的，并且也与当为吸收物质时$\Delta$的改变相矛盾（见图11-3和图11-4以及本节六）。

$n_0<n_1$，在正入射和以满足方程（11-12）的分子为正值的较大角度入射时，$\delta_p=360°$。因为当 θ_0增大时，$\cos\theta_0$ 变得比$\cos\theta_1$ 愈来愈小，且又因$n_1>n_0$，所以会存在一个这样的角度，能使 $n_1\cos\theta_0=n_0\cos\theta_1$。处于这一角度时，$\delta_p$ 要经受从 360° 到 180° 的突变，而对于更大的入射角，δ_p 仍然是 180°。θ_0 处于这个转变值时被称为布儒斯特角 θ_B，这时由于 $R_p=0$ 而有

$$\tan\theta_B=\frac{n_1}{n_0} \tag{11-48}$$

（由于 $\theta_0+\theta_1=90°$，此角度亦称为起偏角。）方程（11-48）是介质膜或基片折射率的灵敏测量技术的基础（见本节五）。

对于吸收物质，相变 δ_s 和 δ_p 并不简单地是360°或180°。在正入射时，由（11-45）式得出

$$\tan\delta_s=\frac{2n_0k_1}{n_0^2-n_1^2-k_1^2} \tag{11-49}$$

因此，只有在 $k_1=0$ 时，才能使 $\delta_s=180°$。比较（11-45）式和（11-46）式可以看出，同前一样，$\delta_p=\delta_s+180°$。在非正入射时，

$$\tan\delta_s=\frac{2\eta_{0s}b}{\eta^2_{0s}-a^2-b^2} \tag{11-50}$$

和

$$\tan\delta_p=\frac{-2\eta_{0p}d}{c^2+d^2-\eta^2_{0p}} \tag{11-51}$$

式中关于 a、b、c 和 d 的关系式已在方程（11-41）—（11-44）中给出。这些量之间的下述关系也是有用的：

$$a^2+b^2=[(n_1^2-k_1^2-n_0^2\sin^2\theta_0)^2+4n_1^2k_1^2]^{1/2} \tag{11-52}$$

$$c^2+d^2=\frac{(n_1^2+k_1^2)^2}{a^2+b^2} \tag{11-53}$$

$$b^2=-\frac{n_1^2-k_1^2-n_0^2\sin^2\theta_0}{2}+\frac{a^2+b^2}{2} \tag{11-54}$$

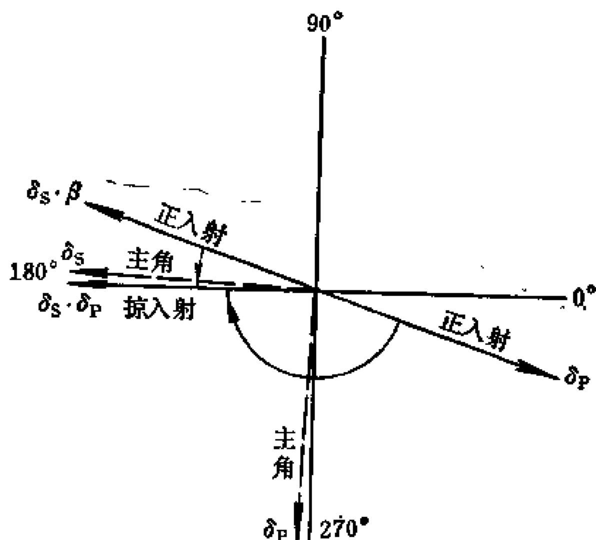


图 11-3　对于吸收物质，δ_s 和 δ_p 随入射角而转动。

图 11-3 和图 11-4 表明，某一吸收物质 δ_s 和 δ_p和入射角的函数关系是如何变化的。当正入射时，由于前述的镜象效应，它们分开180°。随着入射角的增大，δ_p 逐渐接近于 δ_s，而处在**主角** $\bar{\theta}$ 时，这两个量仅差 90°。在掠入射时它们重合。

对于吸收物质，反射比 R_p 不能达到零值，但将 R_p 达到最小值时对应的角度叫做**赝布儒斯特角** θ_B'。与赝布儒斯特角密切联系的其他两个角也是有意义的：一是比值 R_p/R_s 为最小值时的角度，有时称之为**第二布儒斯特角**，通常它略大于 θ_B'。另一是 $\delta_p-\delta_s=90°$ 时的**主角** $\bar{\theta}$，它总是大于第二布儒斯特角和 θ_B' 角。对于大多数金属，θ_B' 和 $\bar{\theta}$ 相差仅几分之一

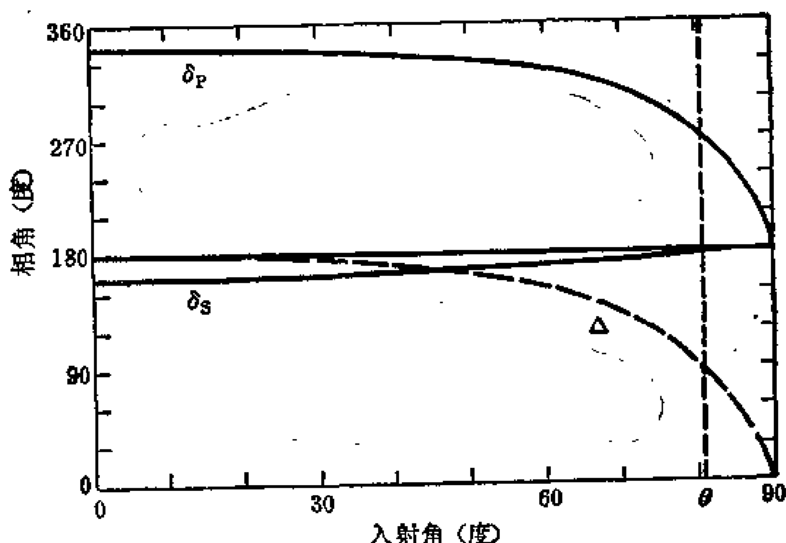


图 11-4　对于吸收物质，由于反射而引起的相变 δ_s 和 δ_p 以及相差 $\Delta=\delta_p-\delta_s$ 是入射角的函数。还表示了与 $\Delta=90°$ 相应的主角。

度，但它们相差大到 45° 也是可能的。如同吸收物质那样，因为折射角是复数，所以不存在起偏角。

三、起偏器的基本关系

当把线起偏器●放入非偏振光束中时，会产生电矢量主要在一个平面内振动，而只有一小部分在与此平面垂直的平面内振动的光束。如果起偏器置于平面偏振光束中，以平行于光束的轴线为轴，转动起偏器，则透射比 T 依下列公式在最大值 T_1 和最小值 T_2 之间改变：

$$T=(T_1-T_2)\cos^2\theta+T_2 \tag{11-55}$$

虽然 T_1 和 T_2 同称主透射比，但通常 $T_1\gg T_2$；θ 是主透射比 T_1 的平面与入射光束的振动面的夹角。如果起偏器放在非偏振光束中，则其透射比为

$$T=\frac{1}{2}(T_1+T_2) \tag{11-56}$$

因此，一个完全起偏器仅透过入射的非偏振光的 50%●。

两个完全相同的起偏器放在非偏振光束中，当它们的主透射比方向互相平行时，总透射比为

$$T_{\parallel}=\frac{1}{2}(T_1^2+T_2^2) \tag{11-57}$$

当它们的主透射比方向互相垂直时，总透射比为

$$T_{\perp}=T_1T_2 \tag{11-58}$$

在一般情况下，主透射比的方向互成 θ 角，这时总透射比为

●圆起偏器在第五节，一和六中讨论。

●琼斯指出〔4〕，在一定的条件下，一个完全起偏器可以透过大于入射的非偏振光的 50%。在双折射物质如方解石中，偏振方向互相垂直的两束光均可透过。如果在两光束之一中放入适当取向的半波片，这个光束的振动面可旋转到与另一光束的振动面相重合。然而这两个光束是平行而分开的，或者在一点相交而沿不同方向传播。

$$T_\theta = \frac{1}{2}(T_1^2 + T_2^2)\cos^2\theta + T_1T_2\sin^2\theta \tag{11-59}$$

起偏器的偏振性通常用它的**偏振度** P●●

$$P = \frac{T_1 - T_2}{T_1 + T_2} \tag{11-60}$$

或它的**消光比** ρ_p

$$\rho_p = \frac{T_2}{T_1} \tag{11-61}$$

来说明。人们在讨论非正入射反射起偏器时，一般用平行于入射面偏振的光的反射比 R_p 和垂直于入射面偏振的光的反射比 R_s 来表示 P 和 ρ_p。在第四节二中我们将指出 R_s 可等于 T_1，R_p 可等于 T_2，因此方程（11-60）和（11-61）变为 $P=(R_s-R_p)/(R_s+R_p)$ 和 $\rho_p=R_p/R_s$。如果 ρ_p 和 P 中有一个是已知的，则另一个可以推出，因为

$$P = \frac{1-\rho_p}{1+\rho_p} \tag{11-62}$$

和

$$\rho_p = \frac{1-P}{1+P} \tag{11-63}$$

如果要确定起偏器的偏振度或消光比，可测量两个相同的起偏器在非偏振光中的 $T_\perp$ 与 $T_\parallel$ 之比。由方程（11-57）和（11-58），如果 $T_2^2 \ll T_1^2$，得

$$\frac{T_\perp}{T_\parallel} = \frac{T_1T_2}{(T_1^2+T_2^2)/2} \approx \frac{2T_2}{T_1} = 2\rho_p \tag{11-64}$$

若能得到一个完全起偏器或者一个完全平面偏振光源，T_2/T_1 可用测量起偏器的最大和最小透射比之比来直接确定。韦斯特和琼斯[6]给出了两个相同的部分起偏器的其他关系，他们还给出了两个不同的、主轴互成 θ 角的部分起偏器 a 和 b 的透射比 $T_{\theta ab}$。后者的表达式是

$$T_{\theta ab} = \frac{1}{2}(T_{1a}T_{1b} + T_{2a}T_{2b})\cos^2\theta + \frac{1}{2}(T_{1a}T_{2b} + T_{1b}T_{2a})\sin^2\theta \tag{11-65}$$

和以前一样，式中下标 1 和 2 表示主透射比。

在包含有起偏器和二向色（光的各向异性）试样的分光光度测量中，必须知道起偏器的偏振度和如何校正仪器的偏振。仪器的偏振量可能因非正入射光在光栅、色散棱镜或反射镜上的反射而增大。有时光源也是偏振的。对于不完全起偏器、二向色试样和仪器的偏振，西蒙[7]和查尼[8]提出了处理方法。当二向色试样置于起偏器和分光光度计之间时，分光光度计本身作用如同一个不完全起偏器，整个系统的作用等效于三个起偏器串联。这种情况琼斯[9]已作过处理，他指出当这些起偏器的位相推迟达到一定值时，出现反常现象。

四、计算偏振的矩阵法

在处理有关偏振光的许多问题中常常需要测定各种类型的起偏器（线起偏器、圆起偏器、椭圆起偏器等）、旋光器、推迟板以及其他偏振敏感器件对于光束偏振态的影响。邦加球作

●伯德和舒克利夫[5]对偏振度和偏振比作了区别，前者是光束的常数，后者是起偏器的常数。起偏器在非偏振的单色光束中生产的偏振度定义为偏振比。事实上，入射光经常是轻微偏振的，所以偏振比的数值与理想的偏振度稍有差别。其他作者没有遵从这种意见。

●作者们在处理烟雾散射问题时，有时用斯托克斯矢量（见本节四）定义散射光的偏振度 $P=(S_1^2+S_2^2+S_3^2)^{1/2}/S_0$。

图有助于给出这问题的定性了解；对于定量计算，可应用某种型式的矩阵法。矩阵法是基于这个事实：起偏器或推迟器的作用是基于偏振光束的矢量表示来进行线性变换（用矩阵表示）。这个方法优于其他方法之处是它把问题简化为简单的矩阵运算；由于人们不必思考每一问题的物理意义，因此做错的几率大为减少。矩阵计算的最普通的形式是**米勒矩阵**和**琼斯矩阵**。但是**相干矩阵**表述在涉及处理部分偏振光的问题中也得到普及。我们对邦加球和各种矩阵法作一简要的描述。

邦加球能形象化地说明起偏器和推迟器对偏振光束的影响。各种偏振态在球上表示如下：赤道表示各种形式的线偏振，两极表示右旋和左旋圆偏振●，在球上的其他各点表示椭圆偏振光。在球上的每一点各对应于不同的偏振形式。球的半径表示光束的强度(通常假设为1)。起偏器和推迟器的作用由球上适当的位移来决定。因为人们通常感兴趣的只是偏振态，所以对部分偏振光或存在吸收的问题，可忽略强度因子而作近似讨论；当然，讨论不吸收物质，邦加球作图最为有用。舒克利夫[10]、萨顿[11]、拉模钱德山[12]和杰拉德[13]等人曾对邦加球作过介绍●。邦加球的主要优点和其他作图法一样，能在非常复杂的方程式中，用最重要的物理量来表示哪些项可以忽略，或者经过改进实验能够加以忽略。偏振光问题的特点是：从三角方程难以看出什么，只有借助计算机严格计算以后，或者经过复杂处理和更明晰的三角恒等式运算以后，才获得有用的结果。因此，邦加球起着对其它含糊不清的偏振现象以物理解释的导引作用。它能用于解决有关推迟器或推迟器组合、补偿器、半影器和退偏器的问题，它还应用于椭偏测量问题和光弹测量。

邦加球以常用 S_0、S_1、S_2 和 S_3 表示的斯托克斯矢量为基础。该矢量的物理解释如下：S_0 是光束强度，它对应于邦加球的半径。S_1 是光束的水平偏振分量与垂直偏振分量之间的强度差；当S_1为正值时，水平偏振占优势，当S_1为负值时，垂直偏振占优势●。S_2 表示 $+45°$ 偏振占优势或 $-45°$ 偏振占优势，取决于它的值是正的或负的。S_3的正值表示右旋圆偏振占优势，负值表示左旋圆偏振占优势。斯托克斯矢量 S_1、S_2和S_3就是邦加球上一点的三个笛卡儿坐标：S_1和S_2 在赤道面内互相垂直，S_3 指向球的北极。因此，光束的任意偏振态都可以用这三个斯托克斯矢量表示。当光束是完全偏振时，强度矢量 S_0 与其他三个矢量由关系式 $S_0^2=S_1^2+S_2^2+S_3^2$ 所联系。如果光束是部分偏振的，则 $S_0^2>S_1^2+S_2^2+S_3^2$。这些简单的矢量以及对于部分相干光的这些矢量的严格定义可在玻恩和沃尔夫的《光学原理》一书[14]中找到；在舒克利夫的书[10]中列举了其他作者。斯托克斯矢量通常和米勒计算一起使用。巴德[15]由测量的傅里叶分析论证了实验测定斯托克斯矢量和其他偏振参量的方法。约什帕和奥布赖德科[16]提出了同时和独立测量四个斯托克斯参量的光电法。

解偏振光问题的矩阵法都有一定的共同性。所有矩阵法对原始光束（假设是在给定方向上行进的平面波）都使用唯一地描述其偏振态的某种表示型式。但对某些矩阵法，光束也可以是非偏振的或部分偏振的，或者它的相位可以是指定的。光束遇到一个或几个器件后偏振态改变了，这些器件叫做仪器，并用适当的矩阵表示。仪器对光束作用之后，透过改变了偏振态的出射平面波。所有方法的基本问题是，找一个适当的矩阵表示入射平面波（通常为2分量或

●右旋圆偏振光定义为当观察者对着波行进方向看时，电矢量顺时针旋转。

●舒克利夫所用 S_3 轴指向下，所以上极表示左旋圆偏振。但是大多数作者认为上极表示右旋圆偏振更为合理。

●研究气溶胶光散射的一些作者，当垂直偏振占优势时定义 S_1 为正值。

4 分量列矢量），和找一个正确的矩阵（2×2 或 4×4）来表示仪器。一旦问题设立，人们能够完成适当的矩阵运算，以获得出射平面波的表示。解释它的性质和解释入射平面波的性质用的方法相同。

舒克利夫 [10] 曾给出了琼斯计算和米勒计算入门，奥尼尔 [17] 曾对所有矩阵法作了非常系统和严格的讨论。在米勒计算中光束用列矢量的 4 分量斯托克斯矢量表示。这个矢量具有全部实元素，并给出关于光束强度性质的信息。因此它不能处理涉及相变或两束相干光的组合问题。仪器矩阵是一个具有全部实元素的 4×4 矩阵。在琼斯计算中，琼斯矢量是一个 2 分量列矢量，通常具有复数元素。它包含关于光束振幅性质的信息，所以很适合于处理相干问题。然而，它不能处理有关退偏振的问题，而米勒计算能够处理。琼斯仪器矩阵是一个 2×2 矩阵，它的元素通常是复数。

舒克利夫 [10] 已注意到琼斯计算与米勒计算之间的一些差异。琼斯计算很适合于涉及许多同样器件串联的问题，它使研究者能得到用这些器件的数目明显表示的解答。米勒计算法不适用于这种类型的问题。一列透明的或吸收的非退偏振的起偏器和推迟器，其琼斯仪器矩阵不包含多余的信息。这矩阵包含四个元素，每个元素有两部分，共有八个参数，没有一个参数是其他任何一个参数的函数。这样一列器件的米勒仪器矩阵包含许多多余的信息，共有 16 个参数，但其中只有 7 个是独立的。

为了处理包括部分相干光、部分偏振光的问题，已出现了相干矩阵表述。在这个系统中光束是用一个叫做相干矩阵或密度矩阵的 4×4 矩阵来表示。该矩阵是琼斯矢量与它的厄米共轭乘积的时间平均值。仪器矩阵与琼斯计算中所使用的相同。奥尼尔 [17] 以及玻恩和沃耳夫 [14] 对相干矩阵有很好的基本描述；后来马拉塞 [18,19] 扩充了这个理论。

各种矩阵法已有了一些改进。普里贝 [20] 对米勒矩阵引入了一个运算符号，简化了一列光学元件的函数描述而使分析容易。科林斯和斯蒂尔 [21] 对琼斯计算法提出了改进，其中光矢量表示为两个圆偏振（并非线偏振）分量之和。施密德 [22] 给出了包括相干矩阵在内的琼斯计算和米勒计算的统一处理，并已证明如果斯托克斯参量是用不同于通常所用的方法来排列顺序，则通常的关系式仍旧保存，且旋转矩阵看来仍像旋转矩阵而不像重新排列的矩阵。图阿森 [23] 提出了表示光学系统的参量与它的倒易系统的参量之间的代数关系的广义倒易方程，并对平面偏振光束和圆偏振光束都验证了这个方程。因为这个方程是由米勒计算中倒易律（reciprocity law）得出的，所以这个倒易律也得到了验证。塞尔诺塞克 [24] 基于四元素的性质提出了一个简单的几何方法，以给出线推迟器和旋转器的任何组合对于系统的偏振态的影响的快速定量分析。

在米勒计算和琼斯计算应用于偏振光问题中，麦克拉金 [25] 用两种矩阵法分析了椭偏测量术中的仪器误差。赫勒斯坦 [26] 应用米勒计算研究了线偏振光、圆偏振光和椭圆偏振光经过塞拿蒙偏光镜的通道。阿扎姆和巴沙拉 [27] 应用琼斯计算对椭偏测量术中的误差（包括试样盒窗片的双折射、有缺陷的元件以及不恰当的方位角的影响）作了统一的分析。

五、非正入射光度术

由非正入射反射比的测量来确定光学常数的方法，通常可以分为两类：①在布儒斯特角或其他入射角下测量反射强度或反射强度比 R_p/R_s；②在一定入射角下，用角度测量导出

反射振幅比 $|r_p|/|r_s|$，或导出反射光的 p 分量和 s 分量之间的相差。第一类方法（强度测量，即光度测量）有时也叫做测偏术●，本节只涉及这一类；第二类方法是椭偏测量术，将在本节六中讨论。光度测量有许多类型，但我们只提及 3 种：在布儒斯特角测量介质膜和基底的折射率，由反射比或有关的测量确定 n 和 k，以及衰减全反射测量光学常数。

如果有一个无膜介质基片，在布儒斯特角它的反射比 R_p 等于零，方程（11-48）成立。因此，测量 p 分量的反射比为最小的角度，就可以确定基片的 n。由于这个最小角的范围相当宽，所以 H・E・贝内特和J・M・贝内特 [28] 描述的一种光电法能给出精确值。测量介质薄膜折射率的艾贝耳布儒斯特角法既简单又准确。如果用 p 分量光照明镀了膜的介质基片，则在膜的布儒斯特角没有光从空气-膜界面上反射，因此镀了膜的基片的反射比，和没有镀膜的基片的反射比相同。然后由方程(11-48)算出膜的折射率（对空气 $n_0=1$）。用目视法或者用光电技术可以使无膜基片和镀了膜的基片的反射比匹配；当膜的折射率在基片折射率 ±0.3 范围以内时，这种方法最灵敏。当基片的折射率和膜的折射率之差超过了 0.3 时，用H.E.贝内特和 J.M.贝内特叙述的改进了的艾贝耳法 [28]，可获得比较准确的值。

如果要测量金属或其他吸收物质的光学常数，则在各种入射角，R_s、R_p、$R_{av}=(R_s+R_p)/2$ 或 R_p/R_s 的各种组合都是可能的。波特 [30,31] 所改进的方法，包括测量赝布儒斯特角 θ'_B 和在这个角的 R_p/R_s。图 11-5 给出了 θ'_B、R_p/R_s 和折射率比 n_1/n_0、k_1（金属的消光系数）的函数关系。（入射媒质是空气，$n_0=1$）该图说明 θ'_B 随 n_1 和 k_1 的增大而增大。作为一级近似，θ'_B 为常数的线是圆心在原点的圆，而 R_p/R_s 为常数的线是半径。因 n_1 和 k_1 是波长的函数，如果粗略地知道 n_1 和 k_1 随波长如何变化的规律，则可以对任意波长估算赝布儒斯特角和 R_p/R_s 的近似值。

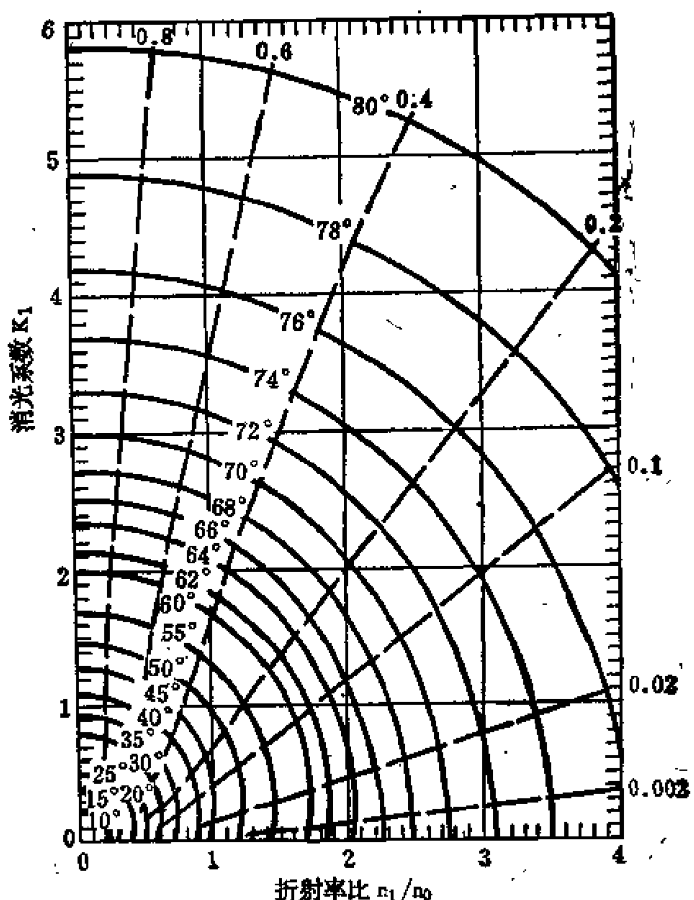


图 11-5　赝布儒斯特角 θ'_B、R_p/R_s 与 n_1/n_0、k_1 的函数关系。作为一级近似，θ'_B 的常数值是圆弧、而 S_p/S_s 的常数值是半径。

对于 $R_p/R_s<0.9$，反射比测量法是最灵敏的方法。当这个比值接近 1 时（如象许多金属那样），贾斯珀森和施纳特利 [32] 所发展的偏振调制技术更为灵敏得多。在测量相差 △（见本节六）的正弦或余弦和测量入射角的同时，直接测量 $(1-R_p/R_s)/(1+R_p/R_s)$。在固定波长下，能够获得约为介电常数的百分之一的精度，当在一波长区域扫描时，精度约为百分之四。这种方法的绝对准确度对入射角 θ_0 的精度很敏感

●化学家用测偏振术这个词表示当线偏振光通过光学各向异性液体或溶液时，它的振动方向的变化（即旋光度）的定量研究。赫勒 [29] 曾经广泛地叙述过这个问题。

(θ_0 的 1° 误差引起约为介电常数的百分之十的误差)。因此，入射角的精度应超过 0.1°，以使这种很精确的方法变得绝对准确。

衰减全反射法已成为用透射法测量吸收很高材料的光学常数或吸收系数的普遍技术[33]。这种技术的优点是试样的表面可以保护，粗糙的试样表面不影响测量结果，而且能对很薄的吸收膜或弱吸收膜进行高精度的测量。在两个入射角(一个小于临界角，一个大于临界角)测量 R_s，一般可获得 n 和 k 的最大灵敏度。这种方法在内反射光谱学方面有很大的进展[34]。

六、椭偏测量术

若表面存在薄膜，会使反射引起的相变要比反射比的变化灵敏得多。虽然应用于涉量度技术已经作出精密的正入射时的绝对相变测量，但是直接测量 δ_s 或 δ_p 仍然困难。幸好 δ_p 与 δ_s 之间的差值对于表面薄膜也是灵敏的，由

$$\Delta = \delta_p - \delta_s \tag{11-66}$$

定义的相对相变Δ和由

$$\tan\psi = \frac{|r_p|}{|r_s|} \tag{11-67}$$

定义的相对振幅衰减，均可用被称为椭偏测量术的技术来测定。小于主角或大于主角的角度反射参看图 11-6。为了方便，设入射光是与入射面成 45°的线偏振光。在主角时 s 方向和 p 方向分别沿半长轴和半短轴。如果样品是一个单层的电介质分界面，则对于比主角小的入射角，r_s 和 r_p 应有 180°的相差，即Δ等于 π，椭圆就会塌陷成OR线。然而，如果表面有吸收，或如果有一层表面膜，则 r_s 和 r_p 不再有 180° 的相差；结果会成为椭圆偏振。

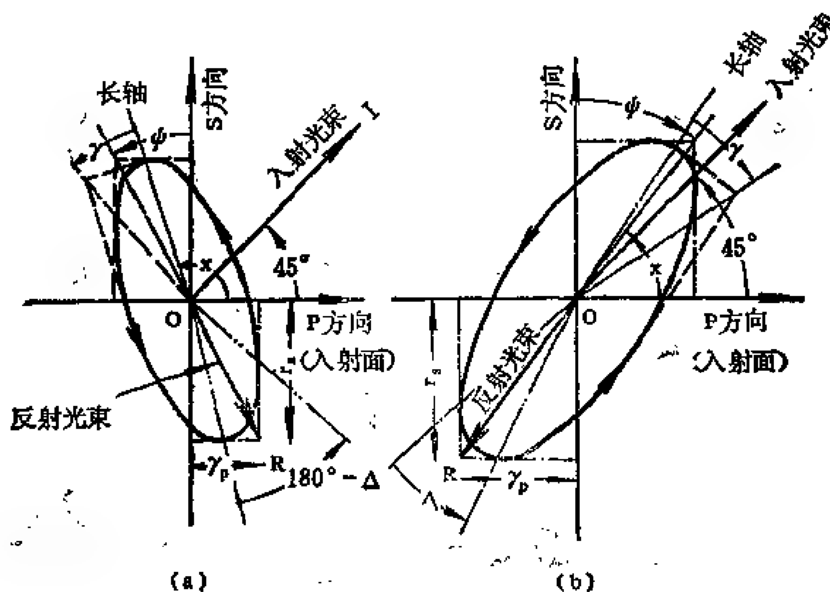


图 11-6 在入射角 (a)小于主角和(b)大于主角反射时，各种椭偏测量参数的图示。

典型的椭偏测量装置如图 11-7 所示。这里四分之一波片固定在 45° 角(当迎着光束看时，角度是从入射面沿反时针方向测量的)，并且是安放在试样前面。旋转起偏器和检偏器一直到消光为止，然后记下它们的位置。对于试样的 ψ 和Δ的值可由下列关系式决定：

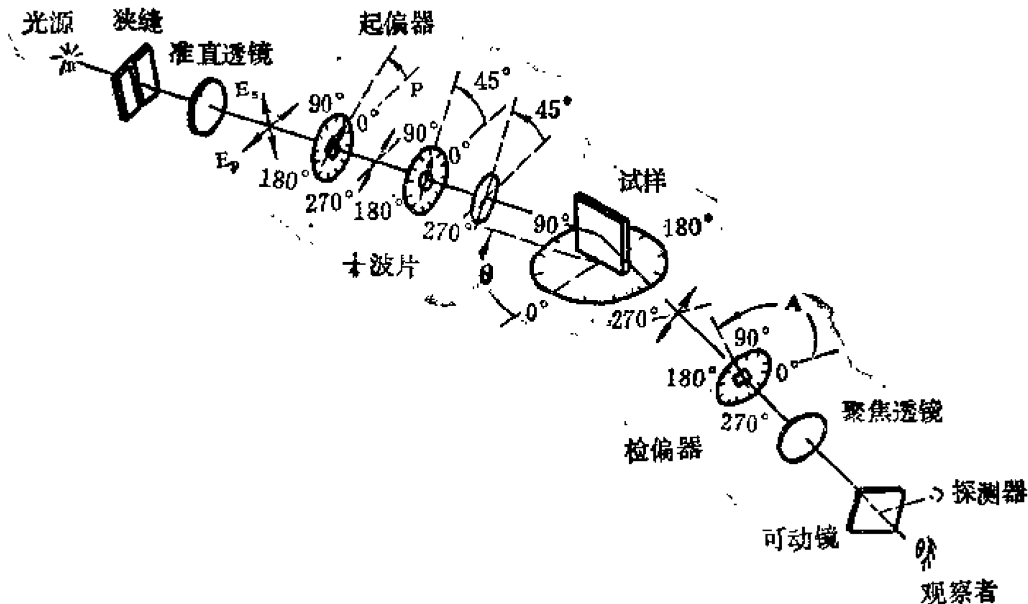


图11-7　测量ψ和Δ的椭偏仪示意图。四分之一波片45°放置，起偏器和检偏器可旋转使之消光。

$$\tan\psi = \cot L \tan(-A) \tag{11-68}$$

$$\tan\Delta = \sin\Delta_c \tan(90° - 2P) \tag{11-69}$$

$$\cos 2L = -\cos\Delta_c \cos 2P \tag{11-70}$$

式中P和A分别是起偏器角和检偏器角，Δ_c是四分之一波片补偿器的推迟●。A可在第一和第四两个象限找到消光位置，但方程（11-68）—（11-70）仅指后者。用两个象限的A值完成测量并不多余，这样测量不仅能决定Δ_c，而且也能消除一定的系统误差，否则会影响到测量的准确度。因此，当作绝对椭偏测量时，常常得到两个象限的数值。对于消光，起偏器和检偏器的位置几乎无关，并且人们没有得到局部虚假最小值；但当起偏器固定在45°，并旋转四分之一波片和检偏器以获得消光时，就能观察到局部虚假最小值。麦克拉金[25]和阿斯普内斯[35]在椭偏测量术中给出了仪器误差的全面分析和提出了校正方法。

另一方法是把四分之一波片放在试样和检偏器之间，起偏器和检偏器的作用相互交换。当然，还有椭偏测量的其它各种技术。如果应用适当，椭偏测量术不仅是准确测定清洁表面光学常数的方法，而且是测量表面膜厚的最灵敏的技术之一。甚至当表面膜很不连续时，它能够给出准确的平均厚度。用这个技术已经测量了平均膜厚0.07埃的变化和小于0.03埃的单层膜。

第二节　棱镜起偏器

一、方解石中的双折射

虽然除了立方晶体结构以外有许多矿物是双折射的，但是几乎所有用于可见、近紫外和近

●这些关系式与$H.E.$贝内特和$J.M.$贝内特给出的相同。只是四分之一波片放在试样前面（见图11-7），而不是图11-43中四分之一波片在试样后面的那种情况。在后一装置中，起偏器的作用和检偏器的作用相互交换。

红外光谱区域的起偏棱镜都是用光学方解石制成的。方解石在很宽的光谱区域都显示出强的双折射性质。用其它双折射晶体制成的起偏棱镜，主要用在方解石不透明的紫外区域，这种晶体有结晶石英、氟化镁、硝酸钠和磷酸二氢铵。金红石起偏棱镜用在方解石的红外截止波长以外。一种新的棱镜材料——正钒酸钇，已用来制造对可见和近红外光谱区高透射的起偏器。许多非方解石起偏器将在本节七中叙述。

所有的矿物中。方解石是仅次于石英分布最广的一种，通常它和大理石、石灰石或白垩一样，以不纯的多晶形存在。然而，光学方解石（或称冰洲石）是非常难得的。二十世纪以前，光学方解石主要来自冰岛东海岸瑞德富琼达附近的海果斯特德农场的一个面积为 11×4.6 米²、深 3 米的玄武岩洞中。当第一次发现这个洞的时候，洞内充满了纯洁的晶体，有些晶体直径达 0.9 米左右，现已用尽。由于伊拉兹马斯·巴索利纳斯在 1669 年详细描述过这个矿的晶体，从而导致克里斯琴·惠更斯于 1690 年发现了双折射定律和马吕斯于 1808 年发现了光的偏振。光学方解石现在主要来自墨西哥、非洲和西伯利亚。用混合溶胶法人工生长的晶体最大边长只有 3 到 4 毫米。

虽然方解石晶体比玻璃软得多，但如用心加工可以抛得很光。用传统的沥青抛光工艺可使表面平面度达到五分之一条纹，用心一点甚至可达十分之一条纹，这时没有表面缺陷或可观察到的塌边；对垂直于光轴的平面进行抛光这种传统工艺是失败的，在这种情况下用沥青抛光会裂出小四面体。这种表面可用布抛或质量较差的表面。

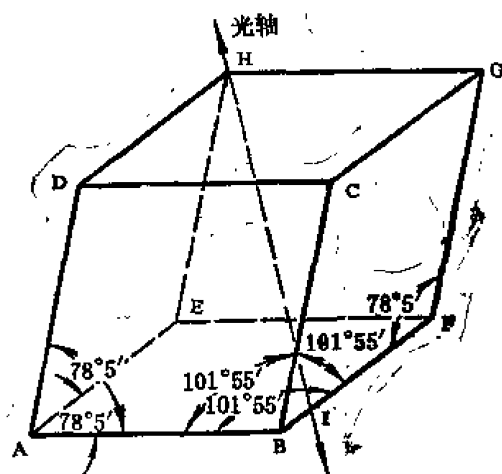


图 11-8 说明菱形方解石晶体名面之间角度的示意图。光轴通过角H和 BF 边上的 I 点。

方解石晶体是负单轴晶体，它有显著的双折射性。这种材料很容易沿三个不同的面劈开，成为如图 11-8 所示的菱面体。在 B 点和 H 点，任一面和其他两个面都构成 101°55′ 角。在其他所有点，两个角是 78°5′，另一个角是101°55′。光轴 HI（在晶体中两个折射波沿光轴方向以相等的速度传播）在 H 点与三个面构成相等的角度●。含有光轴并垂直于两个相对的菱形面 $ABCD$ 和$EFGH$ 的任一平面，如 $DBFH$ 面，叫做**主截面**。表示主截面边线（DB）的菱面体的正视图见图 11-9，而主截面的侧视图如图 11-10 所示。如果光在菱面体上的入射面和主截面重合，则光分成两个互成直角的偏振分量。其中之一是寻常光线 0，遵守斯涅耳定律，它的振动面垂直于主截面。另一个是非常光线 e，它的振动面平行于主截面。非常光的折射在一些情况下违背斯涅耳定律，至少违背简单形式的斯涅耳定律。光线的这种不正常的偏斜是由于波阵面变成椭球面而引起的，因此光的传播方向不是沿着波法线。这种椭球波阵面导致晶体中的光速，因而其折射率，是角度的函数。如果光线平行于菱面体的边 BF 入射在 $EFGH$ 面上，则 0 光线和 e 光线在主截面内，如图 11-9 和 11-10 所

●象方解石或结晶石英这样的单轴晶体的光轴方向，可以由观察正交起偏器之间的晶体来确定。如果安排得使光轴与视线平行，则观察到迭加着一个黑十字的带彩色的同心圆环。

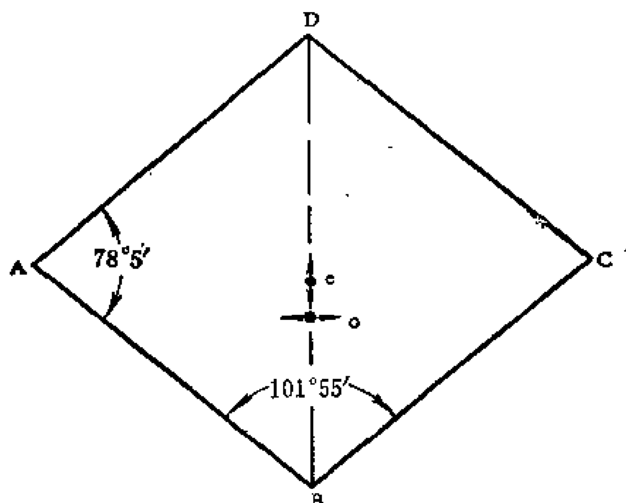


图 11-9　图 11-8 中的方解石菱面体的正视图。图中指出了主截面的边线（BD）和入射光在 $EFGH$ 面的中心时（见图11-10），0 光线和 e 光线的出射位置，

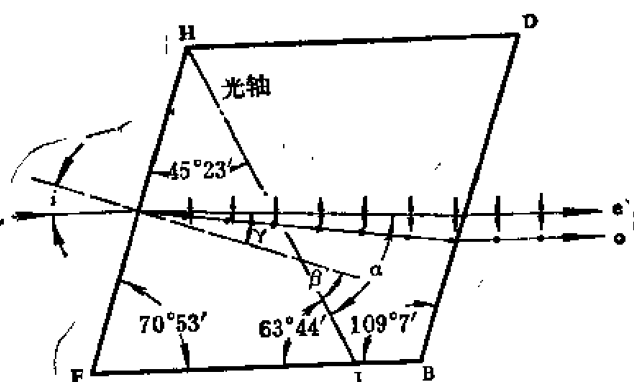


图 11-10　图 11-8 中的方解石菱面体的侧视图。图中指出了光轴的方向和主截面的角度。入射角为 i，折射角为 r，e 光线与光轴的夹角为 α，表面法线与光轴的夹角为 β。e 光线和 0 光线的振动方向分别在纸平面内和垂直于纸平面。

示。图 11-10 中改变入射角，使 0 光线靠近光轴 HI，则 0 光线和 e 光线的间距减小。如果菱体面绕平行于 HD 的轴转动，则 e 光线绕 0 光线旋进。和 0 光线不同，除了入射面与主截面重合以外，e 光线不在入射面内。

包含 0 光线和光轴的平面定义为 0 光线的主平面，包含 e 光线和光轴的平面定义为 e 光线的主平面。在上述情况中，两个主平面和主截面相重合。在一般情况下，它们是不重合的。然而，在所有情况下，0 光线的振动面垂直于它的主平面，而 e 光线的振动面在它的主平面内（见图 11-10）。为了帮助理解，把晶体看成有条纹的木块，木纹就是光轴。0 光线总是垂直于木纹振动，因此只有一个速度，从而只有一个折射率 n_0。e 光线在包含木纹的平面内振动，并取决于它对木纹的倾角，振动方向可以由平行变到垂直于木纹。因而 e 光线的折射率可以由等于 0 光线的折射率（当振动方向垂直于木纹时）变到与 0 光线的折射率之差为最大（当振动方向平行于木纹时）。在所有情况下，e 光线的振动方向总是保持与 0 光线振动方向垂直。

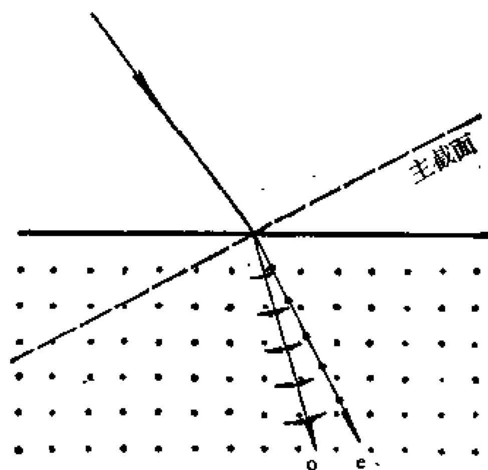


图 11-11　不在方解石菱面体主截面内的光线的折射。主截面是垂直于纸平面的平面；用点表示的光轴方向也垂直于纸面。0 光线和 e 光线的振动方向分别在纸面内和垂直于纸面。0 光线和 e 光线的主平面都垂直于纸面，但它们相互之间以及与主截面之间有一夹角。

e 光线和 0 光线的折射率差最大时，即当 e 光线平行于光轴振动时的折射率，叫做非常光线的主折射率 n_e。图 11-11 表示的是 e 光线具有主折射率的位置。此时，斯涅耳定律可以用来计算 e 光线通过棱镜的路径。图 11-11 中分界面垂直于纸平面，光轴也垂直于纸平面。主截面和两个主平面都不重合；e 光线在它的主平面内振动，但 0 光线在与它的主平面相垂直的方向振动。

表 11-2 方解石折射率❶和吸收系数❷〔36〕

λ（微米）	n_o	α_o	n_e	α_e
	❷	❷	❷	❸
0.1318	1.56	534,000	1.80	477,000
0.1355	1.48	473,000	1.84	380,000
0.1411	1.40	561,000	1.82	196,000
0.1447	1.48	669,000	1.80	87,000
0.1467	1.51	711,000	1.75	20,500
0.1478_5	1.54	722,000	1.75	17,000
0.1487	1.58	735,000	1.75	14,400
0.1495_6	1.62	714,000	1.75	12,600
0.1513	1.68	756,000	1.75	8,300
0.1518_5	1.72	753,000	1.74	10,700
0.1536	1.80	761,000	1.74	9,000
0.1544_5	1.87	748,000	1.74	6,500
0.1558_5	1.92	766,000	1.74	8,100
0.1581_5	2.02	715,000	1.73	11,100
0.1596	2.14	669,000	1.72	12,600
0.1608	2.20	594,000	1.70	13,300
0.1620	2.10	566,000	1.65	14,000
0.1633	2.00	608,000	1.65	10,800
0.1662	2.00	559,000	1.64	7,500
0.1700	1.94	414,000	1.63	4,400
0.1800	1.70	391,000	1.61	≤1,400
0.1900	1.72	278,000	1.59	≤321❸
0.198	……	……	1.57796	
0.200	1.90284	257,000	1.57649	≤133
0.204	1.88242	……	1.57081	
0.208	1.86733	149,000	1.56640	
0.211	1.85692	……	1.56327	
0.214	1.84558	……	1.55976	～0.1
0.219	1.83075	……	1.55496	
0.226	1.81309	……	1.54921	
0.231	1.80233	……	1.54541	
0.242	1.78111	……	1.53782	
0.2475	……	0.159❶		
0.2520	……	0.125		
0.256	……	0.109		
0.257	1.76038	……	1.53005	
0.2605	……	0.102		
0.263	1.75343	……	1.52736	
0.265	……	0.096		
0.267	1.74864	……	1.52547	
0.270	……	0.096		
0.274	1.74139	……	1.52261	
0.275	……	0.102		
0.2805	……	0.096		
0.286	……	0.102		
0.291	1.72774	……	1.51705	
0.2918	……	0.109		
0.2980	……	0.118		
0.303	1.71959	……	1.51365	
0.305	……	0.118		
0.312	1.71425	0.096	1.51140	
0.3195	……	0.059		
0.327	……	0.028		
0.330	1.70515	……	1.50746	
0.3355	……	0.028		

续　表

λ（微米）	n_o	α_o	n_e	α_e
0.340	1.70078	……	1.50562	
0.3450	……	0.0170		
0.346	1.69833	……	1.50450	
0.3565	……	0.0112		
0.361	1.69316	……	1.50224	
0.3685	……	0.0056		
0.3820	……	0.0056		
0.394	1.68374	……	1.49810	
0.397	……	0.000		
0.410	1.68014	……	1.49640	
0.434	1.67552	……	1.49430	
0.441	1.67423	……	1.49373	
0.508	1.66527	……	1.48956	
0.533	1.66277	……	1.48841	
0.560	1.66016	……	1.48736	
0.589	1.65835	……	1.48340	
0.643	1.65504	……	1.48490	
0.656	1.65437	……	1.48459	
0.670	1.65367	……	1.48426	
0.706	1.65207	……	1.48353	
0.768	1.64974	……	1.48259	
0.795	1.64886	……	1.48215	
0.801	1.64869	……	1.48216	
0.833	1.64772	……	1.48176	
0.867	1.64676	……	1.48137	
0.905	1.64578	……	1.48098	
0.946	1.64480	……	1.48060	
0.991	1.64380	……	1.48022	
1.042	1.64276	……	1.47985	
1.097	1.64167	……	1.47948	
1.159	1.64051	……	1.47910	
1.229	1.63926	……	1.47870	
1.273	1.63849			
1.307	1.63789	……	1.47831	
1.320	1.63767			
1.369	1.63681			
1.396	1.63637	……	1.47789	
1.422	1.63590			
1.479	1.63490			
1.497	1.63457	……	1.47744	
1.541	1.63381			
1.6	……	0.05		
1.609	1.63261			
1.615	……	……	1.47095	
1.682	1.63127			
1.7	……	0.09		
1.749	……	……	1.47638	
1.761	1.62974			
1.8	……	0.16		
1.849	1.62800			
1.9	……	0.23		
1.909	……	……	1.47573	
1.946	1.62602			
2.0	……	0.37		
2.053	1.62372			

续表

λ（微米）	n_o	α_o	n_e	α_e
2.100	……	0.62	1.4749	0.02
2.172	1.62099		……	
2.2	……	1.1	……	0.05
2.3	……	1.7	……	0.07
2.4	……	2.3	……	0.09
2.5	……	2.7	……	0.14
2.6	……	2.5	……	0.07
2.7	……	2.3	……	0.00
2.8	……	2.3	……	0.09
2.9	……	2.8	……	0.18
3.0	……	4.0	……	0.28
3.1	……	6.7	……	0.46
3.2	……	10.6	……	0.69
3.3	……	15.0	……	0.92
3.324	……	……	1.47392	
3.4	……	19.0	……	1.2

①n_0 和 n_e 分别是寻常光线的和非常光线的折射率，相应的吸收系数为 $\alpha_0=4\pi k_0/\lambda$ 厘米$^{-1}$ 和 $\alpha_e 7=4\pi k_e/\lambda$ 厘米$^{-1}$，其中波长 λ 的单位是厘米。表中波长的单位是微米。

②α_0 和 α_e 是由报导的 k_0 和 k_e 值计算的。

③α_e 是由非常光线的光密度计算的。

④α_0 是假定 $\alpha_e=0$ 计算的。

表 11-2 中列入了方解石的 n_0 和 n_e 以及两个吸收系数 α_0 和 α_e 作为波长的函数的值。因为在紫外、可见和红外区域 $n_e<n_0$，所以方解石是负单轴晶体。然而在比真空紫外 1520 埃更短的波长时，双折射 n_e-n_0 变为正的，和理论的判断一致。方解石对于非常光线的透明区域约由 0.214 到 3.3 微米，但对寻常光线的透明区域大约只从 0.23 到 2.2 微米。

方解石中寻常光线的传播方向和折射直接由斯涅耳定律确定。对于非常光线的计算要复杂得多。在光轴与入射面成直角的特殊情况下（见图 11-11），除了折射率是 n_e 而斯不涅 n 以外，非常光线也遵从斯涅耳定律。在其他情况下，波阵面的法线与光线方向，即与由坡印廷矢量给出的波传播的方向，不再重合。

如果 e 光线的主平面与主截面重合（图 11-10）则波法线（而不是 e 光线）遵从耳是定律，只不过这个波的折射率 n_ϕ 由下式给出[37]：

$$\frac{1}{n_\phi^2}=\frac{\sin^2\phi}{n_e^2}+\frac{\cos^2\phi}{n_0^2} \tag{11-71}$$

式中 ϕ 是波法线方向与光轴之间的夹角（$\phi\leqslant 90°$）。当 $\phi=0°$ 时，$n_\phi=n_0$；当 $\phi=90°$ 时，$n_\phi=n_e$。波法线的折射角是 $\phi-\beta$，其中 β 是分界面的法线与光轴之间的夹角。对非常光线波法线的斯涅耳定律变为

$$n\sin i=\frac{n_e n_0\sin(\phi-\beta)}{(n_0^2\sin^2\phi+n_e^2\cos^2\phi)^{1/2}} \tag{11-72}$$

式中 i 是光在折射率为 n 的媒质中的入射角。因为这个方程中的其他量都已知，ϕ 是唯一要确定的量，但往往要用迭代法求解。一旦 ϕ 知道了，则非常光线的折射角 r 可用如下的方法来确定。设 α 是光线与光轴之间的夹角（$\alpha\leqslant 90°$），则 $r=\alpha-\beta$，并且

$$\tan\alpha=\frac{n_o^2}{n_e^2}\tan\phi \tag{11-73}$$

虽然非常光的折射角决定光束经过棱镜的路径，但当计算e光线在棱镜分界面上的反射损失时，在菲涅耳方程（11-21）中必须用波法线的折射角$\phi-\beta$。

在光轴平行于分界面并且在入射面内的特殊情况中，α和ϕ分别是光线的折射角和波法线的折射角的余角。如果光是垂直入射到分界面上，则ϕ和α都是90°，且非常光线不偏斜，其折射率具有最小值n_e。在光轴不平行于分界面的其他情况，甚至于是垂直入射，非常光线也要折射。

如果入射面既不在主截面内又不垂直于光轴，则确定非常光线的折射角是比较困难的。在这种情况下，惠更斯作图法是有帮助的。

二、起偏棱镜的类型及其定义

为了用方解石制成起偏棱镜，必须知道分开两个偏振光束的方法。在方解石吸收的波长区域（因而只能用厚度极小的方解石），可用很薄的方解石光劈来分开光束，方解石光劈的光轴平行于劈面，这样e光束和0光束能分开得最大。入射光束被限制在一狭窄的锥角内。这种类型的方解石起偏器能用于短到1900埃波长。在对光通过方解石的厚度要求不是这样苛刻的波长区域，通常采用更好的设计。这样的棱镜可分为两个主要类别：常规起偏棱镜（见本节三和四）和起偏分束棱镜（见本节五），此外还有第三类：福斯纳棱镜（见本节六）。

在常规起偏棱镜中，只有一个方向的偏振光透过。这种棱镜是将一块棱镜切割成两半并胶合在一起而成的，它使另一光束在切割面发生全内反射。这个光束通常偏斜到一边，被含有灯烟的敷层所吸收。因为通常偏斜的是具有较高折射率的寻常光线，所以灯烟常混合在高折射率的粘合剂中，如混合在芦荟树脂（$n_D=1.634$）或妥鲁香胶（$n_D=1.628$）中，则反射能减至最小。当使用大功率激光器时，不要敷层以避免棱镜过热，让光在外部被吸收。

常规起偏棱镜分为两类：格兰型（见本节三）和尼科耳型（见本节四），如图11-12所示。格兰型棱镜的光轴在入射端面的平面内。如果主截面平行于切割面，那么这棱镜就是格兰-汤普森型（有时叫做格拉斯布鲁克型）；如果主截面垂直于切割面，就是利皮什型；如果主截面与切割面成45°，就是夫兰克-里特型。在包括各种尼科耳设计和哈特纳

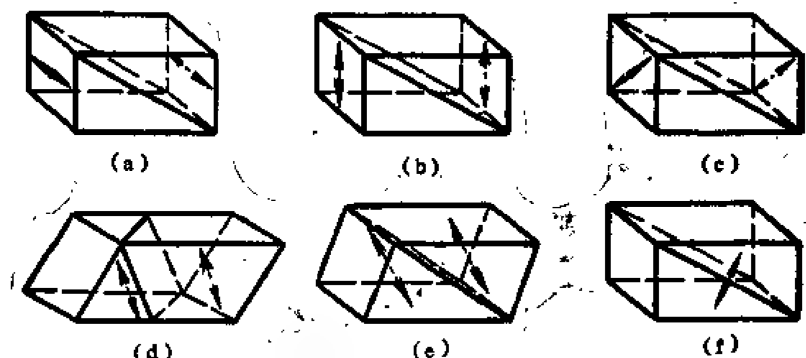


图11-12　常规起偏棱镜的类型。格兰型：(a)格兰—汤普森，(b)利皮什，(c)夫兰克—里特；尼科耳型：(d)常规尼科耳，(e)尼科耳，哈尔型，(f)哈特纳克—普拉斯毛斯库。光轴用虚线箭头表示。

克-普拉斯毛斯库设计的尼科耳型棱镜中，主截面垂直于入射端面，但光轴既不平行于也不垂直于端面。

空气间隔棱镜比胶合棱镜能用在更短的波长。一些空气间隔棱镜有特殊的名称。空气间隔格兰-汤普森棱镜叫做格兰-傅科棱镜，空气间隔利皮什棱镜叫做格兰-泰勒棱镜，普通都把它们叫做格兰棱镜。空气间隔尼科耳棱镜叫做傅科棱镜。也可以制作成双棱镜，以增大棱镜的孔径，而不必相应地增加长度。大多数双棱镜叫做如双夫兰克-里特棱镜等，但双格兰-汤普森棱镜叫做阿伦斯棱镜。

在起偏分束棱镜中，两个光束是在互成直角的两个方向偏振，并在空间中分开射出。这种棱镜通常用于当两个光束都需要的时候，例如用于干涉实验，但是也可用于只需要一个光束的时候。这种棱镜也有两种如图 11-13 所示的类型：一种是棱镜的两个部分的光轴互相垂直，一种是光轴互相平行。第一类型的棱镜包括罗雄、塞拿蒙、渥拉斯顿、双罗雄和双塞拿蒙棱镜。第二类型的棱镜与常规起偏棱镜相似，但其形状通常作了修改，以使两个光束[illegible]特别方向。例如福斯特、分束格兰-汤普森和分束阿伦斯棱镜。

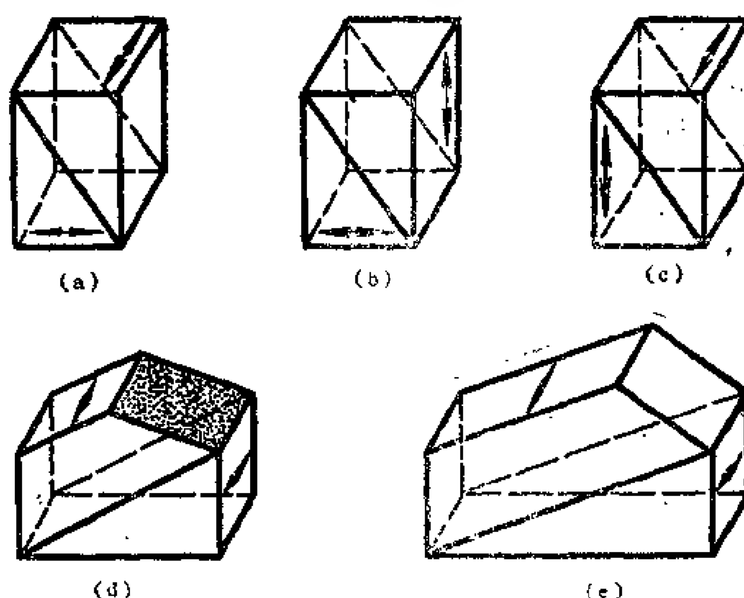


图 11-13　起偏分束棱镜的类型：(*a*) 罗雄棱镜，(*b*) 塞拿蒙棱镜，(*c*) 渥拉斯顿棱镜，(*d*) 福斯特棱镜（阴影面镀银），(*e*) 分束格兰-汤普森棱镜。在各种情况下光都是从左端面射入。光线经过棱镜的路线表示在图11-37 中。

图 11-14 中所示的福斯纳型棱镜由各向同性材料制成，并用双折射的膜片将它隔开。如膜片是负单轴材料，则是寻常光而不是非常光透过。这种棱镜的好处是所需双折射材料比其

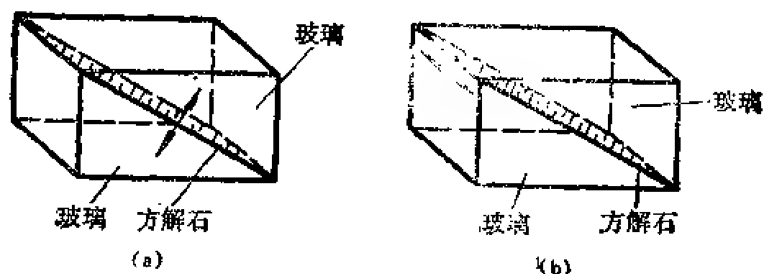


图 11-14　福斯纳型棱镜：(*a*) 原型福斯纳棱镜，(*b*) 伯特兰型。箭头表示方解石（或其他双折射材料）中光轴的取向。

他类型的起偏棱镜所需双折射材料少得多，但是若用方解石或硝酸钠，则波长范围受到很大的限制，因为非常光比寻常光透射的波长范围更宽。

能够穿透棱镜或其他光学元件的光通量的大小取决于它们的角孔径和横截面积。穿透的光通量越大，则系统的聚光本领越好。如果光瞳或物被放大，则光束的会聚角反比于象的增大。因而棱镜的最大聚光本领正比于棱镜的接收立体角与垂直于棱镜轴的横截面积的乘积。所以，具有 8° 视场角的大格兰-泰勒棱镜，如果采用适当的放大率，则其聚光本领与具有 26° 视场角的小格兰-傅普森棱镜相当。一般地说，为了增大光学系统中的棱镜聚光本领，角孔径和有效孔径（净孔径）都应尽可能地大（有效孔径是棱镜所能包含的垂直于棱镜轴●的最大圆的直径）。

对于一个棱镜通常标明的量是它的有效孔径、视场角和长度-孔径比（L/A）。半视场角定义为当棱镜绕其轴旋转时，能够穿透棱镜并保持完全偏振的光线与棱镜轴所夹的最大角度。视场角正好是半视场角的二倍（有些制造厂对其生产的对于棱镜轴不对称的起偏棱镜引用“视场角”一词，因此在大多数情况不用这个术语）●。长度-孔径比（L/A）是棱镜底面的长度（平行于棱镜轴）与垂直于棱镜底面量得的棱镜最小线度之比。因而方形端面棱镜的 L/A 比是棱镜的长宽比。

在确定通过棱镜的光束所能具有的最大角发散时，棱镜的视场角和 L/A 都必须加以考虑。如图 11-15(a)所示，如果点光源的像聚焦在棱镜中心，光束的限制角发散度要由棱镜的视场角 $2i$ 决定●。然而，如果是扩展光源在棱镜中心聚焦，则限制角发散度要由 L/A 决定，而不是由视场角决定。

起偏棱镜的视场角强烈依赖于波长。例如，格兰棱镜在 0.4 微米有 8° 的视场角，而在 2 微米只有 2° 的视场角（见图 11-25）。在设计应用起偏棱镜的光学系统时，设计者必须考虑到视场角的这种变化。如果不考虑这种变化而用这样的系统进行测量，则会发生严重的系统误差。

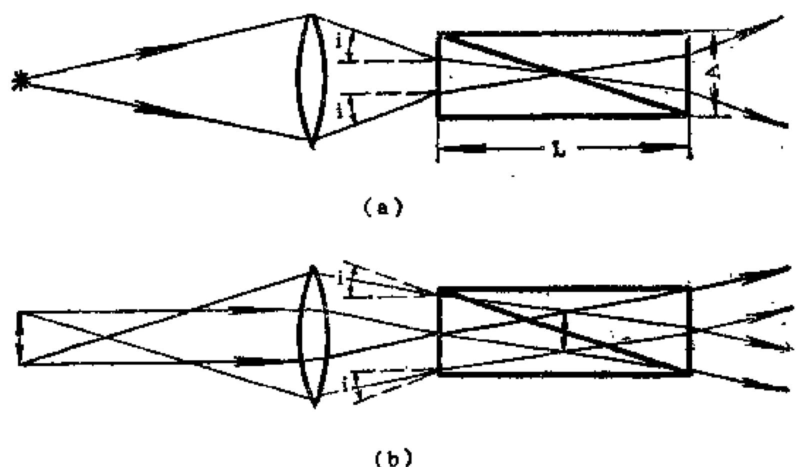


图 11-15 棱镜起偏器的视场角和长度-孔径比对于光束的最大角发散的影响：
(a)在点光源时，(b)在扩展光源时。视场角为 $2i$，$L/A=3$。为了明显起见，对视场角加以夸张。

●不要把与棱镜底面平行的棱镜轴混淆成方解石的光轴。

●在许多棱镜设计中，棱镜对于棱镜轴不是对称的，即棱镜在某一方位时，与棱镜轴成一定角度透过的光束可以是完全偏振的，但当棱镜轴绕其旋转时，光束将不是完全偏振的。因此，半视场角不一定是在任意方位能透过完全偏振光的最大角度。

●我们假定棱镜有足够的宽度，从而保证棱镜侧面不致限制光束的角宽度。

三、格兰型棱镜

（一）格兰型棱镜的优点

现时所用的大多数棱镜都属于格兰型。虽然格兰型比同样大小的尼科耳型需要大得多的方解石，但格兰型在光学上有几方面的优点：①因光轴垂直于棱镜轴，非常光线的折射率与寻常光线折射率之差最大。所以和尼科耳型相比，格兰型有较宽的视场角和较小的 L/A。②视场内的光几乎是均匀偏振的；而尼科耳型不是这样。③通过（优良的）格兰型棱镜观察轴上的物的视位置实际上没有旁向位移。而通过尼科耳型棱镜观察有旁向位移。④因为当棱镜置于会聚光束中时，离轴漂移造成有象散的象，格兰型棱镜的成象质量比尼科耳型略好。

另外两个常提到的格兰型棱镜超过尼科耳型棱镜的优点看来是错误的。一个"优点"是尼科耳型棱镜的斜端面的反射损失大于格兰型棱镜的方形端面的反射损失。因为非常光线在入射面内振动，也就是在 p 方向振动，所以把入射角向起偏角增大应当减小反射损失。然而在尼科耳棱镜中非常光线折射率较大（格兰型棱镜有最小的非常折射率值），所以在两种类型的棱镜中反射损失实际上几乎相等。格兰型棱镜的第二个"优点"是尼科耳型的斜端面会导致椭圆偏振。这个广为流传的观念可能是由于在会聚光中尼科耳型起偏器中的视场不是均匀偏振而引起的，这个效应会被认为是椭圆性（见第 525 页（三））。有可能由于某些光学抛光技术在方解石棱镜的表面层中造成应变双折射，从而在透射光中产生椭圆性，但是没有理由说尼科耳型棱镜受到的影响比格兰型棱镜更大。

（二）格兰-汤普森型棱镜

1．格兰-汤普森型棱镜的结构和消光比

格兰-汤普森型棱镜可以是胶合的或者是空气间隔的。如上所述，空气间隔格兰-汤普森型棱镜叫做格兰-傅科棱镜，或简称为格兰棱镜●，所以格兰-汤普森棱镜就意味着是胶合的。然而胶合棱镜和空气间隔棱镜都有同样的基本设计。胶合棱镜对大多数的应用来说是光学上较好的设计，并且也是现今应用中最普遍的棱镜型式。格兰-汤普森棱镜是以格兰和汤普森命名，格兰在 1880 年描述了一种空气间隔的格兰-汤普森型棱镜，汤普森在 1881 年绘制了一种胶合的型式，并在 1882 年把它修改成现在的方形端面设计。格兰-汤普森型棱镜是平行于光轴切割的，光轴或者平行于两边，如图 11-12(*a*)和 11-16(*a*)所示，或者沿着对角线，如图 11-16(*b*)所示。端面总是垂直于棱镜轴并包含光轴。



图 11-16 格兰-汤普森棱镜的切割法，(*a*) 平行于两边切割，或 (*b*) 沿着晶体的对角线切割。在这两种情况中，光轴（用双箭头表示）都是在端平面内，而且切割是平行于光轴的。

一个好的格兰-汤普森棱镜能达到的消光比[见方程(11-61)]等于或者超过任何其他起偏

●空气间隔利皮什棱镜，即格兰-泰勒棱镜，具有和格兰-傅科棱镜相似的光学性质，但透射较好。这种棱镜也叫做格兰棱镜。

器。虽然已有报导对于经过挑选的小孔径棱镜消光比的值高达3×10⁷分之一，但可指望得到的消光比为十万分之五到百万分之一。少量剩余主要是由方解石中的缺陷或由棱镜面的散射产生的退偏振所造成的，当然光轴不是严格地在端平面内，或者棱镜两半块中的光轴不准确平行，消光比也要减低。消光比还强烈地依赖于棱镜的入射端面，当棱镜两端颠倒时消光比可变化6倍。

当测量消光比时，最重要的是在分界面上内反射并在涂黑的棱镜边上被吸收或被散射的不需要的寻常光，一点也不要落到探测器上。金和塔利姆发现[38]，为消除0光线的散射光，他们不得不使用两个直径为4毫米的孔，并使光电倍增探测器与棱镜相距80毫米，没有限制孔且相距20毫米时，他们测得的消光比误差可达80倍。

棱镜的视场角依赖于两半块之间的胶合剂，也依赖于由比值L/A决定的切割角（见本节二）。视场角的计算见本节后面的讨论。用格兰-汤普森棱镜可以得到很大的视场角。例如，如果L/A等于4，则视场角约为42°。不过通常使用较小的L/A。最普通的胶合棱镜类型是L/A为3、视场角为26°的长形和L/A为2.5、视场角为15°的短形。

2．格兰-汤普森型棱镜的透射

在图11-17中对典型的格兰-汤普森棱镜的透射曲线与格兰-泰勒棱镜和尼科耳棱镜的透射曲线作了比较。格兰-汤普森棱镜在大部分波长范围是优越的，但是近紫外它的透射降低了，主要原因是胶合剂开始吸收。使用紫外透明的胶合剂，它的可用透射范围可以扩展到约2500埃。高纯甘油、矿物油、蓖麻油和DC-200硅油由于具有高粘滞性，而不象轻油那样渗出，已用作紫外胶合剂，其中包括右旋糖、葡萄糖和格达明胶（溶于丁醇的脲甲醛树脂）。1毫米厚的几种这类材料的透射曲线，和加拿大树脂胶的透射曲线，表示在图11-18中，加拿大树脂胶是以前广泛用于可见区域的起偏棱镜的胶合剂。格达明胶是最好的紫外透明胶合剂之一，其折射率$n_D=1.465$，并符合色散关系式

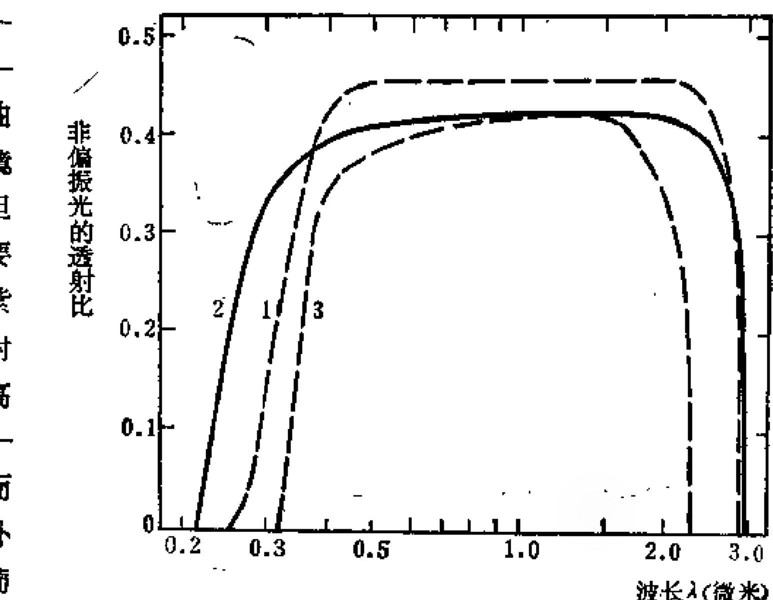


图11-17　典型起偏棱镜的透射比曲线：曲线1——格兰-汤普森棱镜的，曲线2——格兰-泰勒棱镜，曲线3——尼科耳棱镜。（迈克耳孙实验室德克尔测量。）在可见和近红外区格兰-汤普森棱镜具有最好的透光本领。在近紫外区格兰-汤普森棱镜仍较好，因为格兰-泰勒棱镜有非常小的视场角，切断了大部分入射光束。

$$n=1.464+\frac{0.0048}{\lambda^2} \tag{11-74}$$

式中波长λ的单位是微米。

图11-19表示L/A为2.5和3的格兰-汤普森棱镜的紫外透射曲线，这种棱镜很可能是用一种低折射率聚合物甲基丙稀酸正丁酯胶合的，这种聚合物基本上已代替加拿大树脂胶

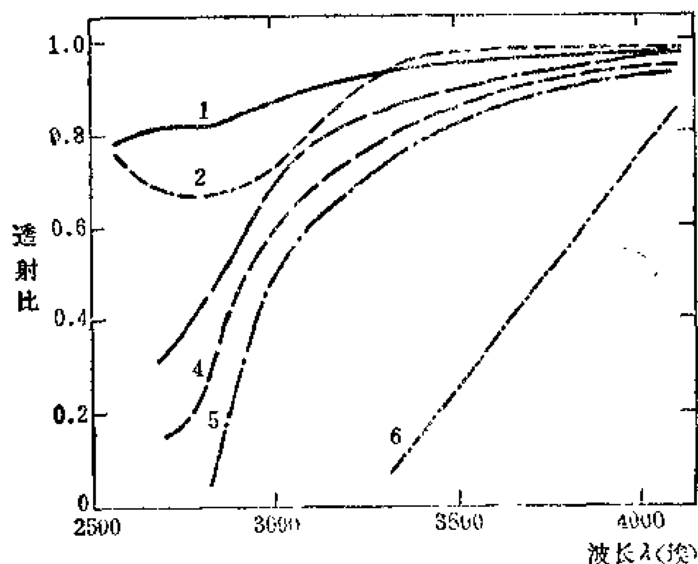


图 11-18　1毫米厚的各种胶合剂的透射比曲线：1——结晶葡萄糖，2——甘油，3——格立明登（溶于丁醇的脲甲醛树脂），4——罗德帕斯 $N60A$（溶于酒精的聚乙烯醋酸酯，5——脲甲醛，6——加拿大树脂胶。这些材料的透射比在更长的波长也相当令人满意。

（见后关于视场角的讨论）。用 DC—200 硅油胶合的格兰-汤普森棱镜得到较好的紫外透射。空气间隔棱镜在紫外区域可用到方解石开始强烈吸收的将近 2140 埃处。两个这种棱镜的透射曲线如图 11-19 中所示。格兰-泰勒棱镜（空气间隔利皮什棱镜）比格兰-傅科棱镜（空气间隔格兰-汤普森棱镜）有较高的紫外透射。出现这种差别的原因是格兰-傅科棱镜的两半块之间发生多次反射，从而降低了透射，但在格兰-泰勒设计中基本上不是这样（见第508页7和第510页2）。

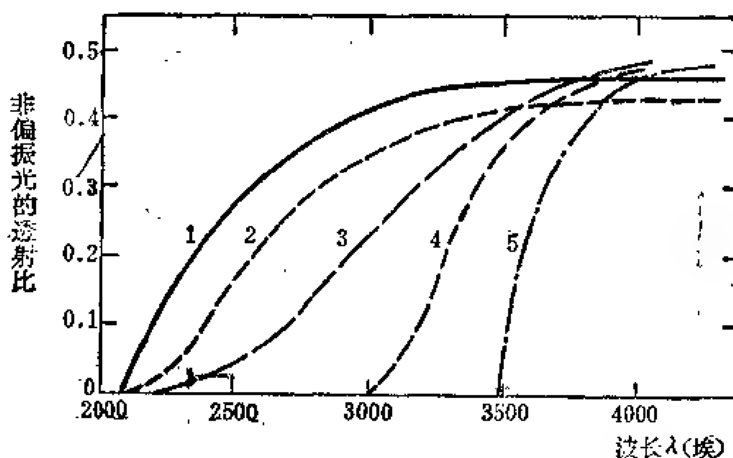


图 11-19　各种格兰—汤普森棱镜和空气间隔棱镜的紫外透射比曲线：1——格兰-泰勒棱镜（空气间隔利皮什型棱镜），2——格兰-傅科棱镜（空气间隔格兰-汤普森棱镜），3——用 DC-200硅油胶合的 L/A 比为 2 的格兰-汤普森棱镜，4——可能是用甲基丙稀酸正丁酯胶合的 L/A 比为 2.5 的格兰-汤普森棱镜，5——与 4 相似但 $L/A=3$ 的格兰-汤普森棱镜。

虽然典型的格兰-汤普森棱镜的红外透射极限大约为 2.7 微米，但已用到3 微米。2.5厘米长的格兰-汤普森棱镜应用于 4.4～4.9 微米区域。

3.　格兰-汤普森型棱镜的共同缺点

虽然在原则上当格兰-汤普森起偏器转动时，轴向光束不应当移动，但在实际上难以把

棱镜制作成不发生这种移动。这种缺点叫做扭曲（*squirm*），当棱镜的两半块中光轴不完全平行时会产生这种缺点。另外，如果两个棱镜面不平行，则轴向光线要偏离轴线。对于一个好的格兰-汤普森棱镜来说，3分的剩余偏差是正常的容限；特级棱镜能达到1分或更小的偏差。

值得提出的是，即使用很好的格兰-汤普森棱镜，当把棱镜转动180°时，透射比不一定相同。如将在本节三、（五）中讨论的那样，这种反常现象的一个原因，是在入射视场角和出射视场角之外有附加光存在。甚至在视场角以外没有附加光时，这个效应仍然存在。所以，如果在光度学应用中使用这种棱镜，则在棱镜的各种角度安置下，应把棱镜旋转180°加以校正。

除消光比以外，还有两个限制起偏器特性的因素，就是轴向漂移（即在起偏器孔径范围内透射光束的方位角的变化）和出射偏振光束的椭圆率。在测量偏振时，与光度学相反，这两个因素可能比消光比更重要。虽然椭圆率对消光比的测量所起的作用可能很小。但它的效应可由其他部分的剩余双折射而加强，并在精密测偏振术中导致显著误差。轴向漂移和椭圆率都是由构成棱镜的第二半块的材料缺陷造成的。椭圆率因胶合层和棱镜的实际装配中的应变而增大。金和塔利姆[38]发现，对于同一棱镜，整个棱镜孔径的椭圆率和轴向漂移的大小近似。最好的棱镜具有小于0.005°的椭圆率；典型的最大值为0.01°—0.04°。（椭圆率θ由出射椭圆振动的短轴与长轴之比$\tan\theta$定义。）对于最好的棱镜，测出的峰间轴向漂移只有0.003°；更典型的值在0.01°—0.02°范围内。仔细观察棱镜，会发现较差的表面光洁度能使轴向漂移增大。这样一个起偏器的出射端面，经很好光学抛光以后，使轴向漂移由原来的0.02°以上减小到0.005°以下，偏振光束的椭圆率也会相应地减小。

4. 格兰-汤普森型棱镜的视场角

在本节二中已定义了半视场角和视场角。格兰型棱镜的视场角，原则上由不需要的光线（通常是o光线）在切割面上全反射时的最小角决定，或者由需要的光线（e光线）透过切割面时的最大角决定，如图11-20所示。假设棱镜的端面是平行平面，棱镜两半块之间的间隙厚度为零，而且两半块的切割角S相同。此外，假设切割一直延长到棱镜的端面上。即使这些假设对于实际棱镜不严格有效，但如下面将要讨论的，对于好的棱镜结构，下面推出的关系式得到令人意外的满足。

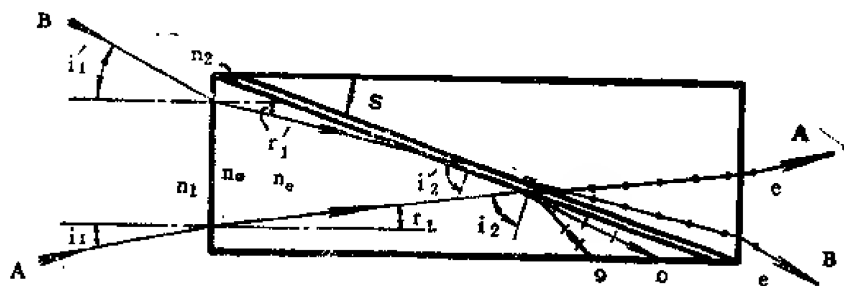


图11-20　格兰-汤普森棱镜视场角的确定，棱镜的$L/A=3$，光轴垂直于入射面，即垂直于纸面，入射媒质的折射率为n_1。寻常光线的折射率为n_o，非常光线的折射率最小值为n_e，而且o光线和e光线都遵守斯涅耳定律（见本节一）；胶合剂的折射率是n_2。光线A是以i_1角入射到起偏器上，以致在切割面上的i_2角是使o光线发生全内反射的最小角。光线B是以i_1'角入射，以致折射角r_1'实质上等于S，从而e光线刚好透过切割面。视场角是i_1和i_1'中的较小者的二倍。

为了使寻常光线在切割面上全内反射，图 11-20 中光线 A 在切割面上的入射角 i_2 必须大于由下式所决定的值：

$$\sin i_2 = \frac{n_2}{n_0} \tag{11-75}$$

i_2 的最小值对应于光线 A 在空气-方解石分界面上的入射角 i_1 的最大值，此最大值由下式给出：

$$n_1 \sin (i_1)_{max} = (n_0^2 - n_2^2)^{1/2} \cos S - n_2 \sin S \tag{11-76}$$

式中 S 是切割面和棱镜的底面构成的锐角。由斯涅耳定律和等式

$$r_1 + S + i_2 = 90° \tag{11-77}$$

（见图 11-20）得到的方程（11-76），可以用来计算半视场角，超过半视场角寻常光线不再发生全内反射。

在计算非常光线不能透过的角度范围时，有两种情况：① 当 $n_2 \geqslant n_e$ 时，不发生全内反射；② 当 $n_2 < n_e$ 时，对 e 光线有一临界角。在第一种情况，极限角假设是一个这样的角，对它来说光线 B 的折射角 r_1' 等于 S，因此折射的 e 光线平行于切割面行进●。于是有

$$\frac{\sin(i_1')_{max}}{\sin S} = \frac{n_e}{n_1} \tag{11-78}$$

在第二种情况，e 光线的临界角 i' 可由方程（11-76）用 $-i_1'$ 代替 i_1 和用 n_e 代替 n_0 来计算：

$$n_1 \sin(i_1')_{max} = n_2 \sin S - (n_e^2 - n_2^2)^{1/2} \cos S \tag{11-79}$$

半视场角是由方程（11-76）和（11-78）或由（11-79）确定的 i_1 或 i_1' 中较小的值。

对于胶合的格兰-汤普森棱镜，我们能够用以下方法确定可能的最大视场角。如果 $n_2 \geqslant n_e$，A 光线的 $(i_1)_{max}$ 值随着 S 的减小（即 L/A 增大）而增加，但 B 光线的 $(i_1')_{max}$ 随着 S 的减小而减小。这种关系如图 11-21(*a*) 中 $n_2 = 1.540$ 的曲线所示。最大的视场角在 $(i_1)_{max} = (i_1')_{max}$ 时获得，相应的 S 值可由方程（11-76）和（11-78）消去入射角而得到：

$$n_e \sin S = (n_0^2 - n_2^2)^{1/2} \cos S - n_2 \sin S \tag{11-80}$$

或

$$\tan S = \frac{(n_0^2 - n_2^2)^{1/2}}{n_e + n_2} \tag{11-81}$$

如果 $n_2 < n_e$，光线 A 的 $(i_1)_{max}$ 值随着 S 的减小而增大，因为寻常光线照样全内反射（见图 11-21(*a*)中 $n_2 = 1.485$ 的曲线）。然而在这种情况下，光线 B 的极限角就是非常光线的全内反射角。对于给定的 n_2 值，$(i_1')_{max}$ 随着 S 的减小而减小，于是当 $(i_1)_{max} = (i_1')_{max}$ 时，又一次得到最大的视场角。这个 S 值由方程（11-76）和（11-79）消去入射角而得到：

$$(n_0^2 - n_2^2)^{1/2} \cos S - n_2 \sin S = -(n_e^2 - n_2^2)^{1/2} \cos S + n_2 \sin S \tag{11-82}$$

或

$$\tan S = \frac{(n_0^2 - n_2^2)^{1/2} + (n_e^2 - n_2^2)^{1/2}}{2n_2} \tag{11-83}$$

当方程（11-81）和（11-83）化为相同的形式时，即当 $n_2 = n_e$ 时，视场角为最大。在

●这种假设仅仅是为了数学上的方便。在实际的棱镜中，这个极限光线要受棱镜的几何形状的影响，但这角度与 $(i_1')_{max}$ 只差一个很小的量。

波长为 5893 埃时，这些方程得出 $S=13.89°$，长度-孔径比 L/A 等于 $1/(\tan S)=4.04$。由方程（11-76）和（11-78）得半视场角的最大值等于 20.91°，即方解石格兰-汤普森棱镜在此波长的视场角为 41.82°。福斯纳推断，这种构形给出了任何单一的格兰型或尼科耳型棱镜设计所可能得到的最大视场角。然而，在双棱镜中能超过这个视场角（见第507页6）。

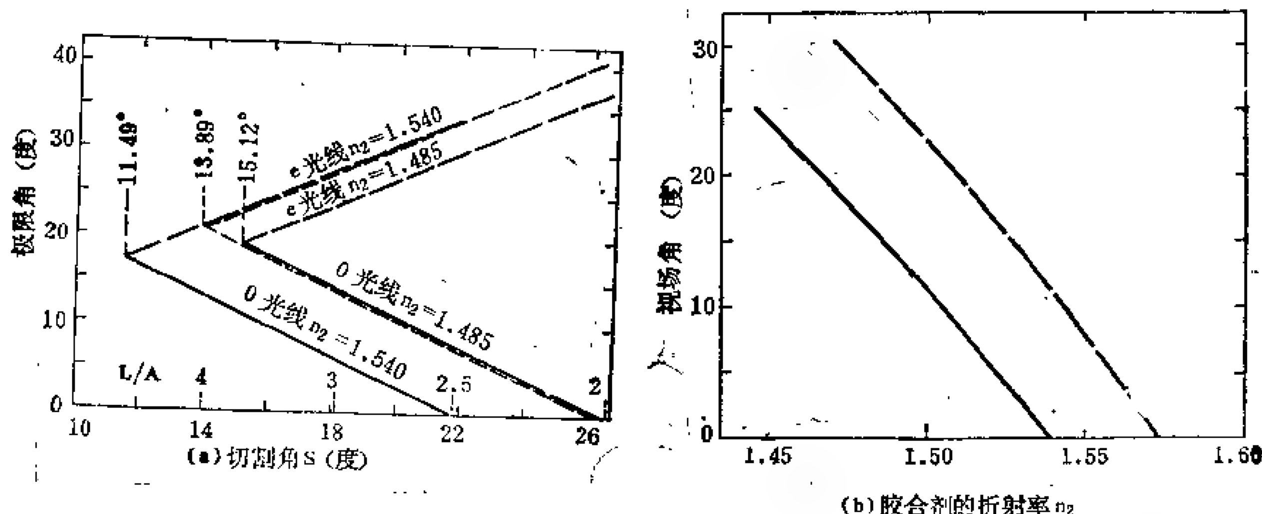


图11-21　(a)对两种普通的胶合剂（$n_2=1.540$ 的加拿大树脂胶和 $n_2=1.485$ 的甲基丙稀酸正丁酯聚合物，波长 5893 埃）由方程(11-76、78、79)算出的作为切割角 S 的函数的极限角 $(i_1)_{max}$ 和 $(i_1')_{max}$（$n_0==1.65835, n_e=1.48640$）。在两种情况下，与半视场角对应的是较低的实线。短划线是 $n_2=n_e$ 时的曲线，它在 $S=13.89°$ 时给出最大可能的半视场角。两种胶合剂的曲线上标明了与最大半视场角对应的 S 值，它们分别由方程（11-81）和（11-83）算出。当 S 达到方程（11-84）所给定的值时，o 光线的极限角为零。(b) $L/A=3.0$（长划线）和 $L/A=2.5$（实线）的格兰-汤普森棱镜的视场角随胶合剂的折射率而变化的关系曲线。n_2 的容许值表示在图 11-22 中。

当 $n_2=n_e$ 时，极限角与切割角的关系曲线如图 11-21(a)中的短划线所示。这条曲线紧挨着 $n_2=1.485$ 时的 o 光线的极限曲线和 $n_2=1.540$ 时的 e 光线的极限曲线。令人惊奇的是，这些曲线形成两族非常近似的平行直线，虽然它们计算的方程全是超越方程。

图 11-21(b) 表示的是两个普通格兰-汤普森棱镜的与 n_2 的容许值对应的视场角。这个图清楚地说明：① L/A 值不变，由寻常光线决定的视场角随着 n_2 的减小而增大，因此当采用折射率最小的胶合剂时，可得到最大的视场角。胶合剂的最小折射率由当 o 光线与 e 光线的极限角相等时的切割角的适当关系式计算［见方程（11-81）、(11-83）和图 11-22］。② n_2 值不变，视场角随 L/A 的增大而增大。如上所述，对于 $L/A=4.04$ 和 $n_2=n_e$，得到了最大可能的视场角。

胶合剂的容许折射率与 S 之间的关系如图 11-22 所示。图中 $L/A=4$ 的左边的较低实线，给出了当 $n_2\geqslant n_e$ 时 n_2 的最小值，这些值是由方程（11-81）算出的。$L/A=4$ 的右边的较低的实线，给出了当 $n_2<n_e$ 时 n_2 的最小值，这些值是由方程(11-83)算出的。还有由上方的虚线表示的 n_2 的最大容许值，这些值如下所述与S有关。由图21-21(a)和方程(11-76)、(11-78)和（11-79）可看出极限角一般对于棱镜的纵向轴是不对称的，而是由寻常光线（图 11-20 中的光线 A）全内反射时的i_2角决定的。当 n_2增大时，$\sin(i_1)_{max}$减小，在某一n_2值时$\sin(i_1)_{max}$变为零。由方程（11-76）得 $(n_2)_{max}$ 的关系式为

$$(n_2)_{max}=n_0\cos S \tag{11-84}$$

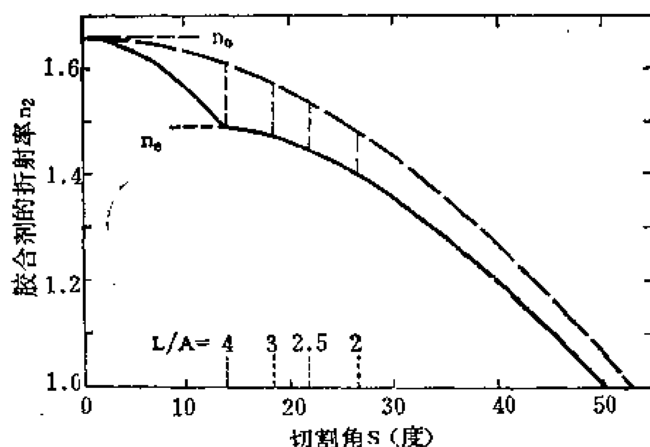


图11-22　格兰-汤普森棱镜（在5893埃的n_0=n_e=1.48640）胶合剂的折射率n_2的容许值范围是S的1.65835，函数。最大值（虚曲线）由方程(11-84)计算出，最小值(实曲线)当$n_2<n_e$时由方程(11-83)计算出，当$n_2\geqslant n_e$时由方程（11-81）计算出，和胶合剂的折射率容许值一起，还标明了格兰-汤普森棱镜的几种常用的L/A比。

因为对于n_2的最大容许视场值，角等于零，所以不应把棱镜设计得使S非常接近于折射率给定的胶合剂的极限值，或者，反过来，不应把棱镜设计得使n_2的值非常接近于切割角给定的棱镜的极大值，除非棱镜用于非常平行的光源。总之，对于L/A给定的棱镜，n_2只能在一个非常有限的范围内取值，如图11-22中垂直的虚线以及图11-21(b)中的实曲线和虚曲线所示。

加拿大树脂胶是应用于方解石起偏棱镜的传统胶合剂，它的折射率对5893埃一般在1.534和1.540之间。它能用于$L/A=3.0$的棱镜，但视场角只约有12°；如果$L/A=2.5$，则它根本不能用。折射率较小的胶合剂可能制成视场角更大的棱镜。$n_D=1.485$的亚麻仁油使$L/A=3.0$的棱镜的视场角增大到26.7°，使$L/A=2.5$的棱镜的视场角增大到15.1°。然而，亚麻仁油容易渗出来，它已由永久性的胶合剂甲基丙稀酸正丁酯所代替。这种永久性胶合剂当为单体时折射率是1.426，当为完全聚合物时折射率是1.485，这点和亚麻仁油一样。这种胶合剂的缺点是聚合时会产生永久性的应变。另一种解决的办法是在棱镜的两半块之间用加拿大树脂胶胶合一个低折射率的玻璃板。在采用甲基丙稀酸正丁酯以前，由伯特兰首先提出的这种技术被希尔格-瓦兹有限公司所广泛使用[39]。

如果使用的胶合剂的折射率比甲基丙稀酸正丁酯的折射率更低，则视场角会变得更大。例如，如果$L/A=2.5$，而且胶合剂的$n_D=1.445$，则视场角约为25°，这个角度接近于$L/A=3.0$、胶合剂的$n_D=1.485$的棱镜的视场角。然而，这时接近于非常光线的全内反射角（见图11-22）由于这个原因视场角受到限制。

所有上面所说的具体视场角只用于钠D线的平均波长5893埃，这个波长的接收角通常是给定的。因为方解石和胶合剂的折射率依赖于波长，所以视场角也随波长而变。原则上在任意波长视场角可由方程（11-76）或（11-79）计算，因而使棱镜最佳地用于特定的波长范围应当是可能的。然而事实上胶合剂的折射率通常只对钠D线给出，所以在其他波长不能计算视场角。对于空气间隔棱镜，如格兰-傅科棱镜和格兰-泰勒棱镜，“胶合剂”的折射率等于1。对于这些棱镜的视场角的计算见本节第508页7和第514页2。

上述理论严格地适用于理想的棱镜，即它们有平行平面端面，棱镜的两半块之间的间隙厚度为零，两半块中的切割角相等，而且切割一直延伸到棱镜表面。幸而一些典型的棱镜缺陷对半视场角的影响是微不足道的。德克尔等人的分析表明[40]，空气间隔棱镜的空气隙厚度不等于零和空气隙的楔形角对半视场角的影响是不可忽略的。然而，空气隙的楔形角可指示棱镜两半块中的切割角不同或者端面不平行，这两点可导致出射光束的偏向（见第514页（六））。有些棱镜中切割角不是延伸到棱镜表面，因此关于半视场角的关系式（11-76）和

(11-79) 必须修改。幸好德克尔等人还非常近似地证明，切割的位置不影响计算或测量的半视场角。

5．玻璃-方解石结构——阿曼-马塞棱镜

光学上完美的大块方解石晶体难以获得，因此，任何减少起偏棱镜中对方解石需要量的技术都是很重要的。早期的一些设计提出用折射率匹配的玻璃代替起偏棱镜的两半块方解石中的一块，由于缺乏合适折射率的玻璃可供使用，所以这种起偏棱镜实际上并未制成。现在已有了合用的玻璃，并且阿曼马塞[41]已讨论了方解石-玻璃组合的最佳化设计问题。如图11-23所示的阿曼-马塞棱镜，虽然阿曼和马塞称之为格兰-汤普森棱镜，但它实际上是修改了的利皮什设计。然而他们的讨论也可用于真正的格兰-汤普森棱镜。通常的格兰-汤普森棱镜是需要改进的，因为如果非常光线透射，则与光轴成一角度行进的光线会在棱镜的两半块中作不同的折射，将引起严重的象畸变。然而，如果使用与方解石中寻常光线的折射率接近匹配的高折射率玻璃，并且光从棱镜的玻璃一端入射，那末透射的将是寻常光线而不是非常光线。因为寻常光线的折射率不依赖于光线在方解石中的传播方向，所以不会造成象畸变。

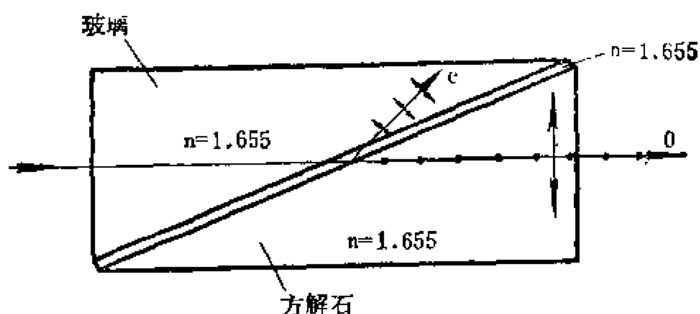


图 11-23　阿曼-马塞棱镜，一个由玻璃和方解石组成的修改了的利皮什设计。在胶合剂-方解石分界面上寻常光线透射而非常光线反射。光轴在纸平面内。

除了节省方解石以外，玻璃-方解石棱镜还有另一优点。因为一半是玻璃，棱镜的两半块中的光轴的校直问题得以消除，且不会存在扭曲。然而，玻璃-方解石棱镜是不能反向的。如果光从玻璃一端入射，棱镜的作用如同格兰-汤普森或利皮什棱镜，但如果光从方解石一端入射，则寻常光线和非常光线都是透射的，棱镜的作用如同罗雄棱镜一样（见罗雄棱镜）。

尽管玻璃-方解石棱镜有其优点，但在比较好的胶合剂找到以前，它不可能受到人们的欢迎。因为玻璃的热膨胀是各向同性的，不能与方解石的热膨胀匹配，而方解石的热膨胀在平行于和垂直于光轴方向之差超过4倍，除非胶合剂容易流动，会发生应变和应变双折射。这个问题的理想解决方法是采用随着应力增大而流动更容易的触变性胶合剂。

6．双格兰-汤普森棱镜——阿伦斯棱镜

如果采用图11—24所示的双格兰-汤普森棱镜，则它的 L/A 为具有相同视场角的常规格兰-汤普森棱镜的 L/A 的一半。这一设计因由阿伦斯于1886年提出而叫做阿伦斯棱镜。阿伦斯棱镜有1.8的 L/A 和 26° 的视场角，但 1.75 和 1.25 的 L/A 现在更为普遍。阿伦斯棱镜的视场角等于具有二倍的 L/A 值的格兰-汤普森棱镜的视场角。好的阿伦斯棱镜难以制作，因为三个部分的光轴必须重合，前端面必须仔细地抛光，以使切割面勉强可见。常常

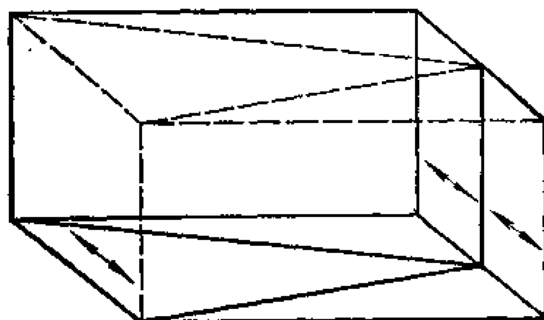


图11-24　阿伦斯棱镜，相当于并排放置的两个格兰-汤普森棱镜。它的视场角为具有相同的 L/A 的格兰-汤普森棱镜的视场角的二倍。

在入射端面上胶合一片薄的盖玻璃，以改善光学连续性。此外，沿着切缝涂一条细黑线，以保证没有非偏振光透过。为了防止多次反射造成干扰，包含切缝的棱镜端面必须朝向光源。

阿伦斯棱镜的主要优点是对一定的 L/A 有较大的视场角。然而，作为一个完全起偏器，它与简单的格兰-汤普森棱镜相比，是不太令人满意的。它的消光比一般要比好的格兰-汤普森棱镜的消光比差 2～10 倍。这种差别可能部分地由于阿伦斯棱镜的两个胶合分界面和胶合的前玻璃盖片中的剩余应变引起的。

7. 空气间隔格兰-汤普森棱镜——格兰-傅科棱镜

在波长短到方解石开始强烈吸收的 2140 埃时，因为没有令人满意的胶合剂可供使用，所以用于这个波长范围的格兰-汤普森棱镜必须是空气间隔的。从紫外到近红外的宽广的波长范围，采用空气间隔棱镜也是很方便的。1857 年傅科报导了第一个尼科耳型空气间隔起偏棱镜（见傅科棱镜）；1880年格兰描述了第一个空气间隔格兰—汤普森型棱镜。因此，空气间隔格兰-汤普森棱镜叫做格兰-傅科棱镜，或简称格兰棱镜。因为此时“胶合剂”的折射率等于 1，图 11-22 指出棱镜必须有很大的切割角，应用在波长 5893 埃的切割角在50.46°与 52.91°之间。对于较大的 S 值，有效视场角为零，甚至对于较小的 S 值，由方程（11-76）计算的最大视场角也只有 8.15°。L/A 为 0.85，所以对于给定的长度，棱镜有相当大的入射端面，与其他大多数棱镜的设计相比，所需的方解石较少。

以上计算是对于波长为 5893 埃的，为了选择最佳的切割角，必须对棱镜要用的其他波长重复计算。如果棱镜是为可见到紫外区域设计的，阿查德和泰勒推荐的角度是 51.25°[42]。由寻常光线（图 11-20 中的光线 A）的全反射确定的在 5893 埃的极限半角 $(i_1)_{max}$ 为 2.76°，这是由方程（11-76）计算的。另一方面，由非常光线（图11-20 中的光线 B）的临界角确定的极限半角 $(i_1')_{max}$ 为 5.25°，这是由方程（11-79）计算的。因此角场对于棱镜的纵轴是不对称的。虽然全角是 2.76° + 5.25° = 8.01°，而视场角仅为 2×2.76° = 5.52°。

图11-25(a)所示为格兰-傅科棱镜和马普尔-赫斯棱镜（见第517页3）的半视场角与波长的关系曲线。对于格兰-傅科棱镜，在紫外波长区域（0.214—0.355 微米），寻常光线和非常光线在大于半视场角的角度时都是全反射的，直到半角大于 5°时为止（这时寻常光线开始透过）。如果半视场角略微被超过，则棱镜仅起着减小光学系统曝光速率的光阑作用，而由棱镜透射的略微会聚的光束中的任何光将是完全偏振的。在较长的波长区域，对大于半视场角的角度，寻常光线和非常光线均透过棱镜，所以超过半视场角的会聚光束将不是线偏振的。因此，特别是在近红外区，如果空气间隔格兰-傅科棱镜用于会聚光中，能产生严重的系统误差。

因为在制作空气间隔棱镜时，方解石的消耗量相当地小，棱镜的孔径大到 2 或 3 厘米是可能的。因而在设计包含空气间隔格兰-傅科棱镜的光学系统中，光源的象能被放大以减小会聚角和聚焦于棱镜中心附近。这样，在棱镜上的会聚角能减少到满意的值（见第518页（五）和图 11-28）。于是能得到非常好的消光比，其值在 1×10^{-5} 和 5×10^{-6} 之间，并且棱镜可应用于从紫外的 0.214 微米到红外的 2.3 微米。

格兰-傅科棱镜的主要缺点是在棱镜的两部分之间出现多次反射，由于这种反射损失致使透射较低。这种缺点在格兰-泰勒设计中得到改正（见第 507 页2），格兰-泰勒棱镜在其他方面与格兰-傅科棱镜几乎完全一样，并已大量取代它。这两种棱镜的紫外透射比曲线的比较如图 11-19 所示。

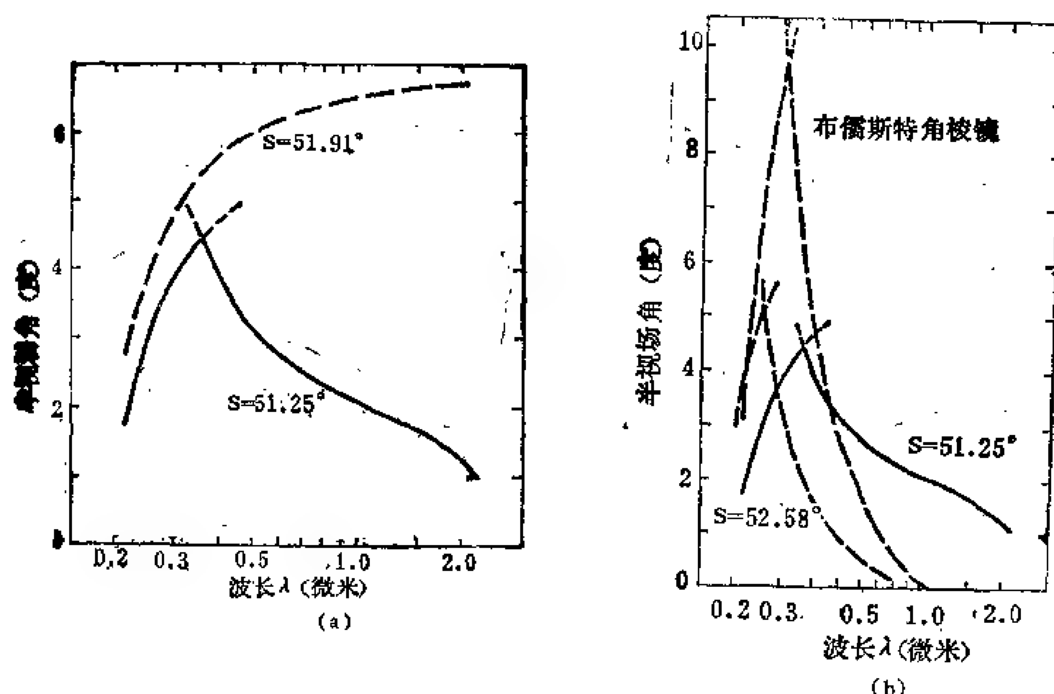


图11-25 (a)$S=51.25°$的格兰-傅科棱镜(实曲线)和$S=51.91°$的马普尔-赫斯棱镜(长划曲线)的半视场角依赖于波长的关系曲线。对于格兰-傅科棱镜在波长范围0.214～0.355微米半视场角是由方程(11-79)计算的 $(i'_2)_{max}$，在其余的波长范围半视场角是由方程(11-76)计算的$(i_1)_{max}$。对于马普尔-赫斯棱镜，半视场角是由方程 (11-79)以 n_o 代替 n_e 计算的 $(i'_2)_{max}$。格兰-泰勒棱镜的半视场角基本上等于格兰-傅科棱镜的半视场角。(b)如图 11-25a 所示的 $S=51.25°$ 的格兰-傅科棱镜（或格兰-泰勒棱镜）（实曲线）、$S=52.58°$的最适合激光的格兰-泰勒棱镜（短划曲线）以及布儒斯特角起偏棱镜(长划曲线)的半视场角依赖于波长的关系曲线。曲线的长波长部分由 o 光线透射时的角度确定，曲线的短波长部分由e 光线全内反射时的角度确定。

8．空气间隔阿伦斯棱镜——格罗斯棱镜

正如阿伦斯棱镜（见双格兰-汤普棱镜）那样将格兰-汤普森棱镜的L/A减小一半，格兰-傅科棱镜的L/A也能用类似的结构同样地减小。空气间隔阿伦斯棱镜叫做格罗斯棱镜，它的L/A仅为0.5。正如格兰-傅科棱镜一样，格罗斯棱镜只能使用于基本上平行的光束中。当在仪器轴的方向上可利用的空间受到很大限制时，格罗斯棱镜特别有用。

（三）利皮什型棱镜

1.利皮什棱镜

1885年利皮什提出了一种类似于格兰-汤普森棱镜的起偏棱镜设计，但其光轴在入射端面内并垂直于切割面与入射端面的交线(见图 11-12(b))●。对于这种棱镜，非常光线的折射率是入射角的函数，在波法线的折射角的余角Φ由方程（11-72）决定以后，非常光线的折射率由方程（11-71）计算。因为光轴平行于入射端面，所以在方程（11-72）中表面法线与光轴的夹角β是90°。因光线方向与波法线的方向不再一致，光线方向必须由方程（11-73）计算。

●不要把利皮什棱镜和利皮什半影棱镜弄混，利皮什半影棱镜是测定光度匹配点的装置。半影棱镜由安置在起偏器与检偏器之间的一个格兰-汤普森棱镜或尼科耳镜棱构成，棱镜安置得使它拦截一半光束，并且在光束中稍微倾斜。在视场中心的棱镜边缘经过高度抛光以给出明显的界线。眼睛注视这个边缘，这个边缘的消失即给出光度匹配点。

在第 503 页4 中对格兰-汤普森棱镜的视场角的分析也适用于利皮什棱镜，不过因为光轴现在位于图 11-20 的纸平面内（而不是垂直于纸平面），方程(11-78)～(11-83）中的 n_e 必须用 n_ϕ 代替。对于棱镜的任何切割角 S，半视场角 $(i_1)_{max}$或 $(i_1')_{max}$可由方程（11-76）或（11-79）确定。因对于所有倾斜角 $n_\phi>n_e$，由方程（11-79）清楚地看到，在相同的 S 值时，利皮什棱镜的半视场角总是小于格兰-汤普森棱镜的半视场角。因此，除了常叫做格兰-泰勒棱镜的空气间隔利皮什棱镜以外，利皮什棱镜很少应用。

2. 空气间隔利皮什棱镜——格兰-泰勒棱镜

格兰-泰勒棱镜 [42] 与格兰-汤普森设计中相应的格兰-傅科棱镜（见第508页7）相比，具有突出的优点。因空气间隔棱镜有很小的视场角，光必须接近于正入射，这样，格兰-泰勒棱镜的视场角与格兰-傅科棱镜的视场角之差（由非常光折射率不同引起的）可以忽略。例如在第 508 页 7中讨论的格兰-傅科棱镜如果是格兰-泰勒棱镜，视场角只减小大约 2 弧分。所以，格兰-泰勒棱镜的半视场角也用图 11-25(a) 中的实曲线表示，关于在会聚光中的退偏振效应的解释也能应用此图。在小视场角时可取$n_\phi\approx n_e$。因此可用对格兰-傅科棱镜推导的方程来计算格兰-泰勒棱镜的棱镜角。

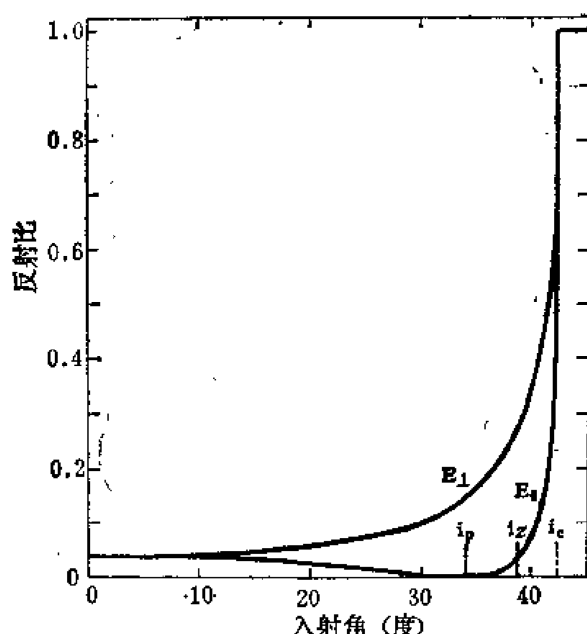


图 11-26　在空气间隔方解石棱镜的切割面上非常光线的反射损失与在切割面上的入射角的关系曲线（在 5893 埃，$n_e=1.48640$）。在这个波长方解石的起偏角 i_1 是 33.93°，对于在棱镜端面上正入射的光在切割面上的入射角 i_2 是 38.75°。方解石的临界角 i_c 是 42.26°。在格兰-傅科棱镜中，非常光线的振动面垂直于入射面（$E_\perp$）；在格兰-泰勒棱镜中，非常光线的振动面在入射面内（$F_\parallel$）。

格兰-泰勒棱镜的主要优点是其透射的计算值在 60%～100%之间，高于格兰-傅科棱镜的透射值；再者，空气间隔棱镜的主要缺点是两切割面之间多次反射，其强度减小到格兰-傅科棱镜的值的10%以下。为了理解何以发生这种情况，我们来考察图 11-26。图中所画非常光线的反射损失是切割面上入射角的函数。如果格兰-泰勒棱镜的切割角 S 为 51.25°（对于格兰-傅科棱镜也用同样的角度），一束正入射到棱镜端面的光在切割面上的入射角为$90°-51.25°=38.75°$（见图11-20）。在格兰-傅科棱镜中，非常光线垂直于入射面振动，因而它在切割面上的反射损失约为 0.270。然而在格兰-泰勒棱镜中，非常光线在入射面内振动（因光轴垂直于格兰-傅科棱镜中的光轴方向），反射损失仅约 0.031。非常光线的低反射不仅提高了格兰-泰勒棱镜的透射，而且空气间隔中的多次反射也大大减小。由多次反射造成的损失在近红外区（0.9 微米）约为透射光的 0.1%，在紫外区仅为 3%，对于格兰-傅科棱镜，分别为 7%和 30%[42]。

格兰-泰勒棱镜的透射比的计算值和测量值相当一致，但是格兰-傅科棱镜的透射比的测量值可能大大超过它的理论值[42]。即使如此，格兰-泰勒棱镜的透射肯定大于格兰-傅科棱镜的透射，这从图 11-19 中可以看到。对于格兰-泰勒棱镜获得的消光比，比 $1/10^5$ 还要好。

格兰-泰勒棱镜的最后一个优点是它能用节省方解石的方法切割而成。阿查德和泰勒[42]能把原来方解石菱面体的35%用在制成的棱镜中。

激光中应用广泛的棱镜是格兰-泰勒棱镜的改进型，它的切割角增大，前后端面镀有减反射膜，侧面部分用吸收光的黑色玻璃片覆盖，或高度抛光让无用的光束逸出。增大切割角有双重效用：正入射到棱镜端面上的光束，会在切割面上有较小的入射角，因而在切割面上比标准的格兰-泰勒棱镜有较小的反射损失（见图11-20和图11-26），但与此同时，由方程（11-76）可以看出，在整个可见和近红外区域半视场角会减小。在图11-25(b)中 $S=52.58°$ 的最适合于激光应用的格兰-泰勒棱镜的半视场角如短划曲线所示。这个曲线已由在可见和紫外区域的几个波长所作的测量证实。

一种新型的空气间隔棱镜对于非常光线有很高的透射比。它和格兰-泰勒棱镜类似的是：光轴平行于入射端面，且垂直于切割面与入射端面的交线。然而，光不是正入射到棱镜端面上而是以对于非常光线的布儒斯特角（对于6328埃的氦氖激光波长为54.02°）入射，这样非常光线在棱镜端面上没有反射损失。因为寻常光线的偏折比非常光线的偏折约大3°，寻常光线的临界角小4°以上，所以它在切割面上全反射有较宽容限，而非常光线能以超过布儒斯特角只几度的角入射到切割面上。因此，这个棱镜设计有在棱镜的各个表面上由反射引起的光损失极低的可能性。一个这种棱镜对6328埃的非常光测量的透射为0.985[43]。

如果棱镜用在非激光的光源上，它的半视场角也是重要的。对于顶角（相应于图11-20中的角 $90°-S$）为67°的棱镜，其半视场角已作了计算，如图11-25(b)中长划曲线所示。当波长大于0.300微米时，半视场角由寻常光线开始透射的角度决定（由寻常光线折射率和斯涅耳定律计算），而当波长小于0.300微米时，半视场角由非常光线在切割面全内反射的临界角决定（由方程（11-72）计算，在第一个表面 $\beta=90°$，在切割面 $\beta=90°-67°=23°$）。我们注意到，布儒斯特棱镜的半视场角在0.22与0.45微米之间的波长区域，要比其他两种棱镜的半视场角大得多，然而在更长的波长区域，却小于标准的格兰-泰勒棱镜的半视场角。

布儒斯特角棱镜的主要缺点是由于光束非正入射，它经过方解石平行平板而发生位移，位移量正比于方解石的总厚度。一些棱镜是用玻璃取代第二块方解石。在这种情况下，光束除位移以外还发生偏向。测量表明，方解石-玻璃型棱镜的出射光束横向移动了几毫米，同时估计有小于0.5°的偏向角。

3. 马普尔-赫斯棱镜

如果需要的视场角比格兰-泰勒棱镜的视场角更大，则可以使用马普尔-赫斯棱镜（见图11-27）。这个棱镜于1960年首先由马普尔作为双格兰-傅科棱镜提出的，并由霍华德·赫斯修改成泰勒设计，这实际上是两个背靠背的格兰-泰勒棱镜。通常用对格兰-泰勒棱镜和利皮什型棱镜分析的同样方法来对这个棱镜进行分析，因为这些棱镜是空气间隔的，

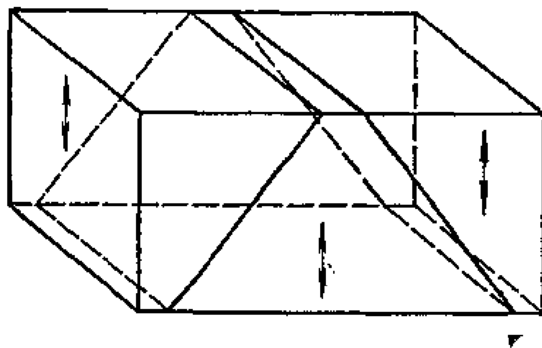


图11-27 将方解石切割成光轴平行的三块而制成的马普尔-赫斯棱镜。光由左端面上入射，非常光线通过两个切割面。L/A 是1.8。

所以要考虑到“胶合剂”的折射率是1。在第二分界面上，公式（11-76）中的角度 S 是负的，在物理上这意味着在第一分界面上没有全反射的任何寻常光线将在第二分界面上全反

射。因而只要求S足够小，以使正入射到棱镜入射端面上的寻常光发生全反射。对于正入射的光，$r_1=0$，当$\sin i_2=1/n_0$时即发生全内反射(见图 11-20)。然后由方程（11-77）得S为

$$S=90^\circ-\sin^{-1}\frac{1}{n_0} \tag{11-85}$$

S值是最在n_0为最小的波长决定的。如果棱镜要使用在远达2.17微米的红外区，n_0的最小值为1.62099，因此S将是51.91°。如果设计的棱镜只在可见和紫外区域使用，则S的值和视场角可以增大。

因为对于任何入射角寻常光线都要被两个切割面中的一个全反射，所以视场角对于棱镜的纵轴是对称的，视场角完全由非常光线在两切割面中的一个上全反射的角度决定。这个角可由方程（11-79）用n_ϕ取代n_e来计算。所以视场角远大于格兰-傅科棱镜或格兰-泰勒棱镜的视场角，而且当波长增大时并不减小。$S=51.91^\circ$的马普尔-赫斯棱镜的半视场角与格兰-傅科棱镜的半视场角的比较见图11-25(a)。

格兰-傅科棱镜或格兰-泰勒棱镜，当在棱镜端面上的入射角太大时就不再是有效的起偏器了，而马普尔-赫斯棱镜只要近轴寻常光线不透射，它仍然是有效的起偏器。如果棱镜使用在比设计的最长波长还要长的波长（n_0的最小值用以决定切割角S），则n_0的值仍然比较小，且近轴寻常光线的临界角不会超过。因此近轴寻常光线将在离轴寻常光线通过以前开始透射。当发生这一情况时，减小会聚角只会把事情弄坏。所以有一个由切割角S决定的极限波长，超过这个波长马普尔-赫斯棱镜不是一个好的起偏器。在比极限波长短的波长时，马普尔赫斯棱镜比其他空气间隔棱镜有显著的优点。

马普尔-赫斯棱镜不容易制作，商品棱镜的消光比在1×10^{-4}和5×10^{-5}之间，这要比格兰-泰勒棱镜的消光比略低一些。另一方面，虽然马普尔-赫斯棱镜的L/A为1.8，与格兰-泰勒棱镜的L/A为0.85相比有所增大，但它的紫外透射仍然超过类似孔径的商品紫外透射的格兰-汤普森棱镜。

（四）夫兰克-里特型棱镜

格兰型起偏棱镜的第三个通用类型是夫兰克-里特设计。这种类型棱镜的特征是光轴在入射端面的平面内，这和其他格兰型棱镜一样，但是切割面与光轴成45°(见图11-12(c))，而不是象格兰-汤普森棱镜那样成0°，或象利皮什棱镜那样成90°。夫兰克-里特棱镜在苏联特别流行，在那里80%以上起偏棱镜均属这种设计[44]。通常使用的是与格兰-汤普森棱镜的阿伦斯改进型类似的双棱镜（见第513页6），这主要因为由一块冰洲石菱面体可制出两个夫兰克-里特双棱镜，但只能制出相同截面的一个阿伦斯棱镜或较小截面的一个格兰-汤普森棱镜[44]。然而这个优点可能是空想的，因为常常得不到菱形的冰洲石晶体。例如，如果天然晶体是板形的，它制成格兰-汤普森棱镜或阿伦斯棱镜，要比制成夫兰克-里特棱镜少浪费材料[44]。

从光学上来说，夫兰克-里特棱镜应与格兰-汤普森棱镜和阿伦斯棱镜相似，虽然由于在包含纵轴并垂直于切割面的棱镜截面内非常光线的折射率大于n_e，给定L/A的夫兰克-里特棱镜的接收角稍微小了一些。实际上，夫兰克-里特棱镜的偏振度远不如好的格兰-汤普森棱镜或阿伦斯棱镜的偏振度[44]。

（五）格兰型棱镜在光学系统中的应用

当在光学系统中使用格兰型棱镜时应采取如下措施：①不要超过棱镜的视场角；②应有

适当的入射孔径，不至于使棱镜成为光学系统的孔径光阑；③障板应当放在棱镜的前面和后面以避免杂散光的影响。

措施①不需要解释。为了说明措施②，我们考虑如图 11-28 所示的两个普通情况。在图 11-28(a) 中，来自扩展光源的平行光束透过棱镜。然而来自光源不同部分的光线不是平行的而是发散的。因此，棱镜端面经常必须比准直透镜大得多，或者在透镜的前面必须放置孔径光阑(如图所示)。在图11-28(b) 中，扩展光源已聚焦在棱镜的中心附近，以便得到最大的光透射。来自扩展光源每一端的主光线必须经过棱镜以避免渐晕，并且在光度术应用中全部光束（包括来自限制孔径的每一边缘的极端光线）都应透过。因为光束在象的位置以后还要散开，所以常常最好是把扩展光源成象于棱镜的背面而不要成象在棱镜的中点。

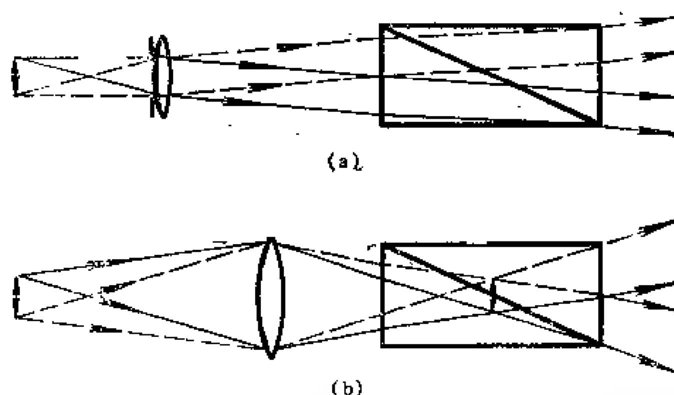


图 11-28　扩展光源的光透过格兰棱镜。(a) 因光源位于透镜的焦点，来自光源上每一点的平行光束经过棱镜，孔径光阑必须放在透镜前面作为限制孔径（而不是棱镜作为限制孔径）。(b) 光源成象在棱镜的中心。从限制孔径边缘来的极端光线应当透过以避免光束渐晕。

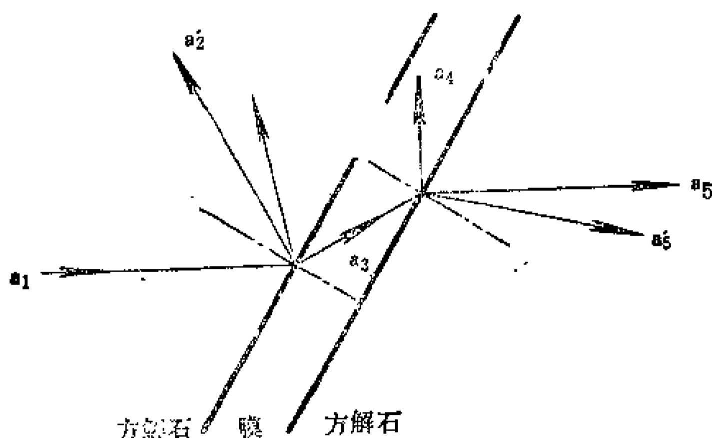


图 11-29　与纸面成微小角度入射的斜光线 a_1 的反射和折射。光轴垂直于纸平面（平行于切割面）。反射光线 a_2 是 e 光线，反射光线 a'_2 是 0 光线。透射光线 a_3 的振动面相对于入射面转动一角度，a_4 是它的反射分量。透射光线 a_5 是 e 光线，它沿平行于 a_1 的方向行进；透射光线 a'_5 是 0 光线，它的传播方向不同于棱镜第一块中的 0 光线的传播方向。

措施③由阿查德提出，这个措施可用入射到格兰型棱镜切割面上的与轴不相交的斜光线来了解，其中一条光线 a_1 如图 11-29 中所示。设这个光线是由稍微离开纸平面的方向入射的非常光线，并且光轴平行于切割面亦即垂直于纸平面。光线 a_1 有平行于光轴的大振动分量和垂直于光轴的小振动分量。因为这两个分量的折射率不同，它们的反射系数也不同，所以透射光线a_3的振动面相对于入射平面转动一角度。因此有两条在第二界面折射的光线，一条是 e 光线 a_5，它平行于 a_1，另一条是折射得比较更加厉害的 0 光线 a'_5。最终结果，如图 11-30(a) 所示，在半视场角以内入射的斜 e 光线得出附加的 0 光线，它在半视场角以外从棱镜射出。因此，为了不使棱镜的消光比降低，必须用障板限制出射光的角度范围。

如图 11—30 (b) 所示，在半视场角以外入射的斜 0 光线也产生相似的效应。这个光线在半视场角以内得出附加的 e 光线。在这种情况下，除非光束受置于入射端的障板的限制，在比半视场角大的角度进入棱镜的散射光会引起附加的(但为正确偏振的)光束，这光束从棱

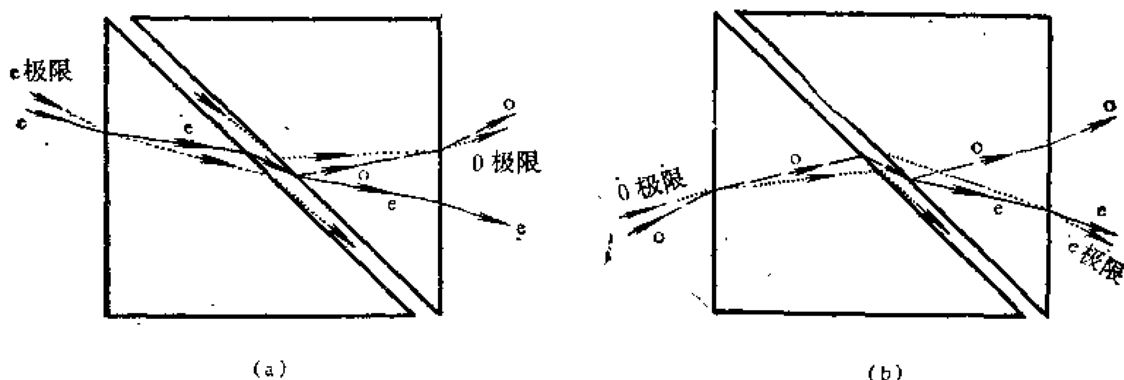


图 11-30 斜光线（与纸平面成微小角度入射）在格兰-傅科棱镜中的透射，棱镜的光轴垂直于纸面。(*a*) 在半视场角以内入射的斜 *e* 光线，除得出平行于入射 *e* 光线行进的 *e* 光线以外，还在半视场角以外得出弱的 0 光线。(*b*) 在半视场角以外入射的斜 0 光线，除得出平行于入射 0 光线的 0 光线以外，还在半视场角以内得出弱的 *e* 光线。

镜的半视场角以内射出。

应当注意，在切割面上的多次反射对透射光的偏振没有重大影响，仅当光线在半视场角以外入射时才发生问题。

（六）格兰型棱镜的检验

在格兰型棱镜的结构中发现有三种主要误差：①光轴不在端面内，②切割角不正确，或者是棱镜的两半块不相同，③棱镜两个半块中的光轴不平行。第一种误差常常是最严重的，因为光轴不在端面内并且棱镜用会聚光照明，那透射光的振动面横越棱镜端面不再是平行的。这个在尼科耳型棱镜中引起兰多尔特条纹〔见多兰尔特条纹〕的效应。对于半锥角 i 的会聚光束，出射光束振动面的最大变化为 $\pm\gamma$，近似地有

$$\tan\gamma = n_e \sin i \tan\phi \qquad (11\text{—}86)$$

式中 ϕ 是由抛光误差引起的光轴对于端面的倾角。当 $i=3°$ 和 $\phi=5°$ 时，出射光束的振动面横越棱镜端面变化 ±23 弧分。因此，甚至是几乎平行的光入射在棱镜上，沿整个棱镜的孔径也不能得到很好消光。如果光轴不是在端面内，或者不是严格地在端面内取向，视场角也受到影响，不过这种影响微弱。

如果切割角稍微不正确，则视场角可能减小。这个误差在格兰-傅科棱镜或格兰-泰勒棱镜中特别重要，对于这些棱镜的角度容差是非常严格的，这些棱镜的切割角的微小变化，可以大大地改变视场角，如第 514 页 7 和第 616 页 2 中的讨论。果果棱镜两个半块中的切割角不同，当棱镜的两端面反转时会改变视场角。视场角是由棱镜朝向入射光束的半块中的切割角决定的。两个切割角不同也可以引起光束偏向。如果两半块中的切割角相差微小角度 α，则使两端面不平行，光束将偏向一角度 $\delta=\alpha(n_e-1)$。如果不是这样，端面是平行的，而切割角的差异承受在胶合层中，胶合层的折射率近似地为 n_e，则不存在偏向。然而，如果棱镜是空气间隔的，则由于不平行的空气膜（即空气层）造成的偏向 δ' 近似地为 $\delta'=\alpha n_e$，这就说明为什么空气间隔棱镜比常规格兰一汤普森棱镜难以制造。

如果在棱镜两部分中的光轴不是严格平行，则棱镜将会出现扭曲现象，即当棱镜绕视线转动时，通过整个棱镜观察线状物体，看到线状物体在摇摆。在进行光度测量时，可能更严重的问题是，在恰好相隔 180° 的两个方向上棱镜的透射是不相同的。这个效应可能是由方解石

中的应变双折射引起的。

为了确定切割角、视场角、棱镜端面的平行性、空气膜或胶合层的厚度和平行性以及其他棱镜参量，可应用德克尔等人[40]提出的检验方法，这个方法需要带高斯目镜的分光计、激光源和中等质量的起偏器〔其他检验方法已由阿查德[45]提出〕。将棱镜放在分光计的台子上，并使其端面几乎与光束垂直。端面的平行性偏差可用高斯目镜测量棱镜两个端面反射象的竖向差而得。然后将棱镜绕它的轴转动90°，重复测量以获得棱镜端面在另一方向的平行性偏差。若棱镜安装在管内，则棱镜的轴与管轴重合的准确度可以这样确定，将管子放在 V 形支座内，转动管子并观察象的位置的变动。

由棱镜引起的光束偏向可以这样确定：先把望远镜和准直管校直，然后插入棱镜，使其端面垂直于光束，并测量通过棱镜看到的准直管狭缝象的角位移。棱镜通常有 6 分或更小的光束偏向，但特殊定做的棱镜，光束偏向小于 1 分也是可能的。

在空气间隔棱镜的检验中，根据透射光束（e 光线）的振动面，容易区别格兰-傅科设计和格兰-泰勒设计。如图 11—20 所示的棱镜俯视图中，如果透射光束在水平面内振动，则棱镜是格兰-泰勒设计，如果振动面是竖直的，则棱镜是格兰-傅科设计〔见第 514 页 7 和第 516 页 2〕。

极限接收角可以这样确定，将棱镜从正入射位置转动到使 o 光线开始透射或使 e 光线开始渐晕时为止，然后用在棱镜后端面上自准直的高斯目镜测量转动的角度。如果任一极限角已经测定，则由方程（11—76）或（11—79），由方解石折射率和空气间隔折射率 $n_2=1$ 可计算切割角。

为了决定空气膜的厚度，转动棱镜一直到从切割面反射的 e 光线的多重象出现。空气膜层厚度可直接由测得的象的间隔和光在棱镜端面的入射角来计算。空气膜的形角楔可从多重象间隔的变化来决定。德克尔等人对 25.4 毫米孔径的格兰-泰勒棱镜测量了大约为 0.152 毫米的空气膜厚度，达到两位有效数字，并用上述技术检测出比 1 弧分还小的楔形角。然而他们证明，这些量没有一个显著影响棱镜的接收角，并且测量的这个棱镜对 o 光线和 e 光线的极限角与由方程（11—76）或（11—79）计算的值，在整个可见、近红外和紫外波长区域，相符合的程度约在 0.05°以内。

四、尼科尔型棱镜

（一）　常规尼科耳棱镜

当前光学上都喜欢采用格兰型棱镜，一般不用尼科耳型棱镜。然而尼科耳型棱镜却是首先制造出来的，而且一度曾如此普及，以至于尼科耳成了起偏器的同义词。制造格兰型棱镜要比制造简单的尼科耳型棱镜耗费更多的方解石，因而，即使在十九世纪格兰起偏器已有了发展，但只是在最近随着新的方解石矿床的发现，格兰型棱镜才得到普及。许多比较旧型的仪器仍装配着尼科耳棱镜，所以，忽略尼科耳棱镜去讨论起偏棱镜是不全面的。

第一个起偏棱镜是 1928 年尼科耳制造出来的。他将一块方解石菱面体沿着对角线对称地通过它的钝角隅切开，然后用加拿大树脂胶将两块胶合在一起，这样他就制造出比那时已知的任何起偏器都好的起偏器。尼科耳棱镜的立体视图示于图11—12(d)和图11—31（a）中。其切割面要作成垂直于主截面（定义见本节一），切割角要作得使寻常光线全反射，仅让非常光线射出。尼科耳菱镜的端面看起来就象图 11—9 所示的那样，不过只让 e 光线射出，

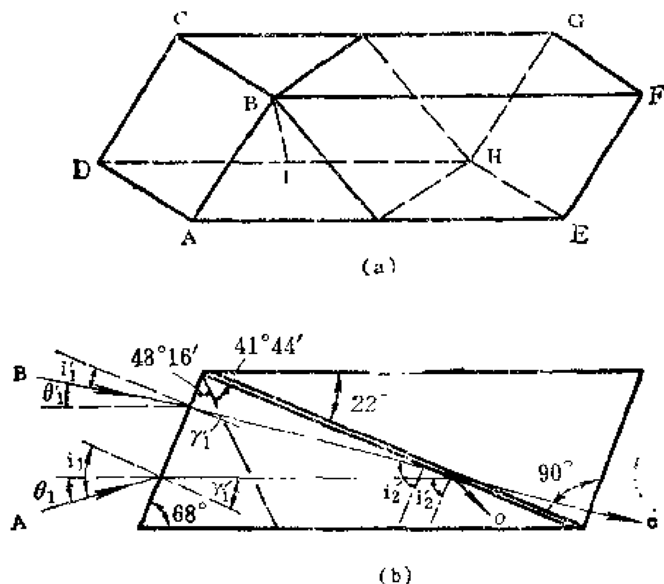


图 11-31　(*a*) 由方解石菱面体切割成的尼科耳棱镜的三维视图，图中角度和字母标记同图 11-8，光轴的方向用与 *DH* 边相交的粗线 *BI* 表示。切割面垂直于主截面 *DBFH*。(*b*) 常规尼科耳棱镜的主截面，棱镜端面已稍加修磨。光线 *A* 给出极限角 θ_1，超过该角度时寻常光线不再从切割面全内反射，光线 *B* 给出极限角θ'_1，在这个角度时非常光线开始从切割面全内反射。

因此偏振光的振动面平行于菱平面体的短对角线。当菱面体完整无缺时，偏振方面能够借助目视方法来决定。然而，有时隅角被切掉，使菱面体难以认识。

尼科耳原始菱镜的主截面与图 11—10 所示相似，不过寻常光线在沿对角线 *BH* 的切割面上内反射。切割面与*BF*边和*DH*边成 19°8′ 的角，而与菱面体的端面（*FH*线）约成 90° 的角。由于钝角 *DHF* 为109°7′，切割面与光轴的夹角为44°36′。棱镜的视场在一侧要受到寻常光线不再从胶膜（即胶层）上全反射时的角度限制，这个角度偏离棱镜轴线约 18.8°，在另一侧要受到非常光线被胶膜全反射时的角度限制，这个角度偏离轴线约 9.7°。因此总角度约为 28.5°，可知不对称于棱镜的转轴；而视场角（见本节二）仅为 2×9.7° ≈ 19.4°。

为了制成较为对称的视场和增大视场角，尼科耳棱镜的端面常被修磨成 68° 的角。这一做法开始于尼科耳本人。如果使切割面与新的端面成 90°角，如图 11—31 (*b*) 所示，新的视场角是 θ_1 和 θ'_1 的较小者的二倍。这个角度计算如下。寻常光线（光线 *A*）的极限角可由斯涅耳定律简单地确定。加拿大树脂胶的折射率近似 1.54，n_0 的值在表 11-2 中给出。对于波长 5893 埃，在切割面的临界角是

$$\sin i_2 = \frac{1.54}{1.65835} \text{ 或 } i_2 = 68.22°$$

切割面垂直于棱镜的入射端面，所以在入射端面的折射角 r_1为 90° − i_2 = 21.78°；由斯涅耳定律得入射角为 i_1 = 37.97°。因入射端面与棱镜的纵向轴线成 68°角，所以入射端面的法线与纵向轴的夹角为 90° − 68° = 22°。因此，寻常光线被胶膜全内反射的极限角结果就是相对于纵向轴的半角θ_1 = 37.97° − 22° = 15.97°。

非常光线在切割面上不发生全反射的极限角用类似的方法计算，不过非常光线的折射率是波法线与光轴之间夹角 ϕ 的函数。图 11—31 (*b*) 中的光线 *B* 表示 *e* 光线的波法线在棱镜中的路径，可用斯涅耳定律计算（见本节一）。如前所述，$i_2' = 90° - r_1'$，因而在切割面上的临界角时，

$$\sin(90^\circ - r_1') = \cos r_1' = \frac{1.54}{n_\phi} \tag{11—87}$$

n_ϕ 可由方程（11—71）给出，$\phi = r_1' + 41^\circ 44'$，于是得到超越方程

$$\frac{\cos^2 r_1'}{1.54^2} = \frac{\sin^2(r_1' + 41.73^\circ)}{n_e^2} + \frac{\cos^2(r_1' + 41.73^\circ)}{n_0^2} \tag{11—88}$$

利用表 11—2 中在5893埃的n_0和n_e 的值得出 r_1' 为 7.44°和$i_1' = 11.61^\circ$。所以半角 θ_1' 为22° − 11.61° = 10.39°。

因为θ_1'小于θ_1，所以半视场角是 10.39°，全视场角是 2×10.39° = 20.78°。人们可能怀疑，既然 n_e 小于胶合剂的折射率 1.54，为什么非常光线在切割面上全内反射。可见，$n_\phi = 1.5531$，由方程（11-87）可得 r_1'，所以 e 光线能够全内反射。

透过尼科耳棱镜容易观察到视场边缘。汤普森曾描述所看到的现象："透过任一通常的尼科耳棱镜，向被照亮如一张白纸或一团白云的表面看去，向不同方向转动棱镜并凝视它，同时把它移近眼睛，立即观察到有效的视场，其范围约在 15° 到 20° 之间变化（在通常的尼科耳中）；视场限定在两个略微弯曲的边缘之间，一个边缘是蓝色带，其外是暗区，另一个边缘是带彩色的一组条纹，其外是更亮的区域。蓝色带标志着有用光线（非常光线）以大于非常光线折射率的临界角的角度入射在胶膜上发生全反射而消失的界限。带彩色的条纹标志着这样的界限，超过这个界线寻常光就不再因全反射而消失，并且超过这个界限的光，不但包含着寻常光束，也包含着非常光束，因而是非偏振的。"汤普森所指的带彩色的条纹实际上是干涉条纹。

棱镜的一边的长度与入射端面的斜高之比，由切割成的角度决定。对于一个其切割面与入射端面成 90° 的棱镜，如图11-31(*b*)中所示那样，这个比值为2.7。在商品说明书中，这个所谓的长度/孔径比常标明为 2.5 和 3 之间。然而，在实际装配棱镜时，还需要知道棱镜的总长度和垂直于棱镜轴的孔径高度。这两个量的比值远大于以上所给的数值，例如，对于图11-31(*b*)中所示的棱镜，这个比值为 3.3。

（二）修改的尼科耳棱镜

1．斯蒂格和罗特尼科耳棱镜

尼科耳型棱镜的切割角不严格，因而影响到视场角，但即使切割角远不等于90°，也可能得到有用的棱镜。在本节四（一）中所讨论的修改了的尼科耳棱镜，再次表示在图11-32(*a*)中，这个图中所示的六种修改的尼科耳棱镜的主截面是重迭在基本的方解石菱面体的主截面之上。因此，可以清楚地看出，在制作不同型式的尼科耳棱镜中，有多少菱面体原材料损失掉。

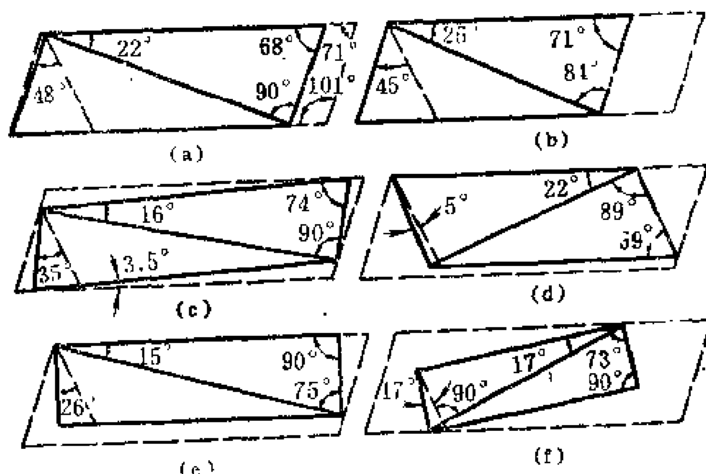


图 11-32　六种修改过的胶合尼科耳棱镜的主截面，这些主截面与解理的方解石菱面体的主截面重迭：(*a*) 常规修改的尼科耳棱镜，(*b*) 斯蒂格和罗特缩短的尼科耳棱镜 (*c*) 阿伦斯尼科耳棱镜，(*d*) 汤普森倒尼科耳棱镜，(*e*) 方形端面尼科耳棱镜，(*f*) 哈特纳克-普拉斯莫斯基倒尼科耳棱镜。在所有图中均表示了棱镜端面与光轴（粗虚线）之间的夹角，切割角和菱面体的锐角。

在图 11-32(*b*) 所示的斯蒂

格和罗特尼科耳棱镜中，菱面体的端面没有修改，切割面与端面成 84° 的角而不是 90°，这样得到较小的 L/A。利用一种胶合剂，其折射率比加拿大树脂胶的折射率略高，结果可减小视场的不对称性。

2. 阿伦斯尼科耳棱镜

阿伦斯尼科耳棱镜如图 11-32(*c*)所示，其端面从相反方向修改，以使端面与菱体面长边的夹角由 70°53′ 增加到 74。30′ 或更大。也可以把长棱边修改为 3°30′，这时极限角对于棱镜轴更为对称。

3. 汤普森倒尼科耳棱镜

汤普森倒尼科耳棱镜如图 11-32(*d*)所示，其端面作了重大修改，以使光轴几乎位于端面内，其结果，蓝色条纹与其在常规尼科耳棱镜中相比，退缩得更远。虽然制出的棱镜比较短，但实际上却增大了它的视场角。

4. 缩短的尼科耳棱镜（或哈尔-尼科耳棱镜）

方解石棱面体的侧面也可以修改成平行于或垂直于主截面。因而，棱镜的端面变成方形（间或成为八角形），方形的边平行于图 11-9中的直线 DB。这就是哈尔型棱镜，如图 11-12(*e*) 所示。哈尔还采用稠化的亚麻仁油以代替加拿大树脂胶，并改变了切割角。按照这样的方法他将棱镜的长度/孔径比约由 2.7 减小到 1.8，将全接收角由 25°减小到约 17°。这种用低折射率胶合剂胶合的缩短了的棱镜常叫做尼科耳缩短棱镜。

5. 方形端面尼科耳棱镜

常规尼科耳棱镜的斜端面，主要由于棱镜转动时象发生轻微位移而造成某些不便。为了有助于改正这一缺点，可将方解石菱面体的斜端面切成方形，如图 11-32(*e*)所示，从而制作成方形端面尼科耳棱镜。而且切割角也必须改变，因为在常规棱镜中，寻常光线的极限角 θ_1 依赖于端面的折射角，极限光线在棱镜内几乎沿平行于棱镜轴的方向行进(图 11-31(*b*)中的光线 A）。如果切割角保持不变，则 θ_1 的极限值会等于零。然而，如果将切割面修改为与棱镜的侧面成 15°的角度，则全接收角在 24°到 27°的范围内因所采用的胶合剂的类型而定。

由于光轴不在入射端面的平面内。所以甚至在方形端面尼科耳棱镜中，也要发生一些象的位移。因此，即使光是正入射到棱镜的入射端面上，非常光线也将曲折。

6. 哈特纳克-普拉斯莫斯基棱镜

切割面与光轴成90°角的倒尼科耳棱镜如图 11-12(*f*) 和图 11-32(*f*)中所示。如果这棱镜用亚麻仁油胶合，则由哈特纳克计算的最佳切割角与棱镜的长轴成 17°的角度，由此得到全接收角为 35°，L/A 为 3.4。如果使用加拿大树脂胶，则切割角应为 11°，此时全接收角为 33°，L/A 为 5.2。

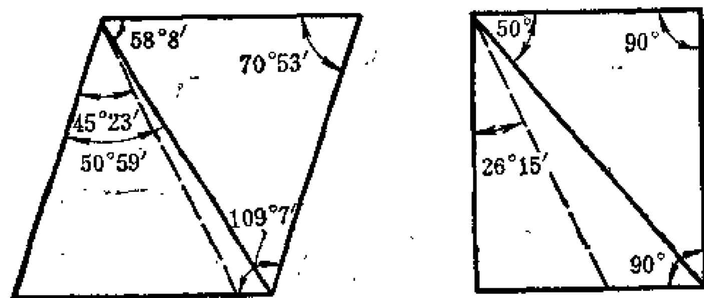


图 11-33 空气间隔尼科耳棱镜的主截面：(*a*) 傅科棱镜，(*b*) 霍夫曼方形端面棱镜。粗虚线表示光轴并标明了各个角度值。

7. 傅科棱镜

图11-33(*a*)中所示为由天然解理方解石菱面体构成的一种修改的尼科耳棱镜，切割面与端面成 51°角，棱镜的两半块之间采用空气间隔以代替胶合层。切割面几乎平行

于光轴。方形端面傅科型棱镜，如图 11-33(*b*)所示的霍夫曼棱镜，也有所报导。在正规的傅科棱镜和由它改变而来的霍夫曼棱镜中，切割角均可略加改变。在这两种棱镜的设计中，L/A 为 1.5 或更小，全接收角约为 8°或更小。棱镜受到多次反射的一些干扰，但是正如所有的尼科耳棱镜那样，主要的麻烦是光轴不在入射端面的平面内。这将产生种种困难，其中包括横越视场的不均匀偏振和当两个尼科耳型棱镜正交时产生兰多尔特条纹。

（三）兰多尔特条纹

如果通过正交起偏棱镜向强扩展光源看去，仔细观察将发现视场不是均匀地发暗。在尼科耳型棱镜中，发暗的视场被一条更暗的线越过，这条暗线的位置是起偏器与检偏器交角的非常灵敏的函数。其他类型的起偏器也显示出这种异常现象，但并不显著。这个效应首先由兰多尔特[46]发现，并为利皮什[47]所解释。利皮什利用这个效应制成了偏振计，其检偏器可参考条纹相对于一对固定叉丝的位置移动到 2 或 3 弧秒。兰多尔特条纹很可能是尼科耳棱镜产生透射光带有椭圆性的原因。

格鲁斯马勒[48]对兰多尔特条纹的起因作了严格的讨论，这个现象定性地解释于图 11-34 和图 11-35 中。尼科耳棱镜的恒偏振线表示在图11-34(*a*)中，而格兰-汤普森型棱镜的恒偏振线如图 11-34(*b*)所示。我们用 E 矢量的振动面表征偏振光，E 矢量的振动面垂直于图 11-34 中的实线。虚线圆代表具有常值的入射角，入射角是由棱镜的入射端面

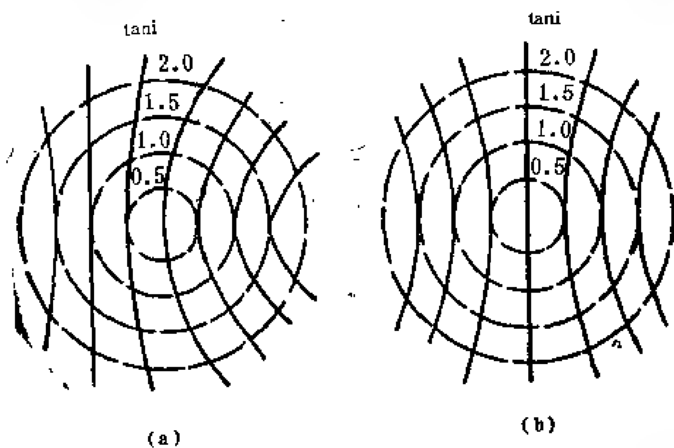


图11-34　横越 (*a*) 尼科耳棱镜和 (*b*) 格兰-汤普森棱镜的端面的恒偏振线。虚线圆表示等 tan i线，i 是从入射端面的法线量得的入射角。

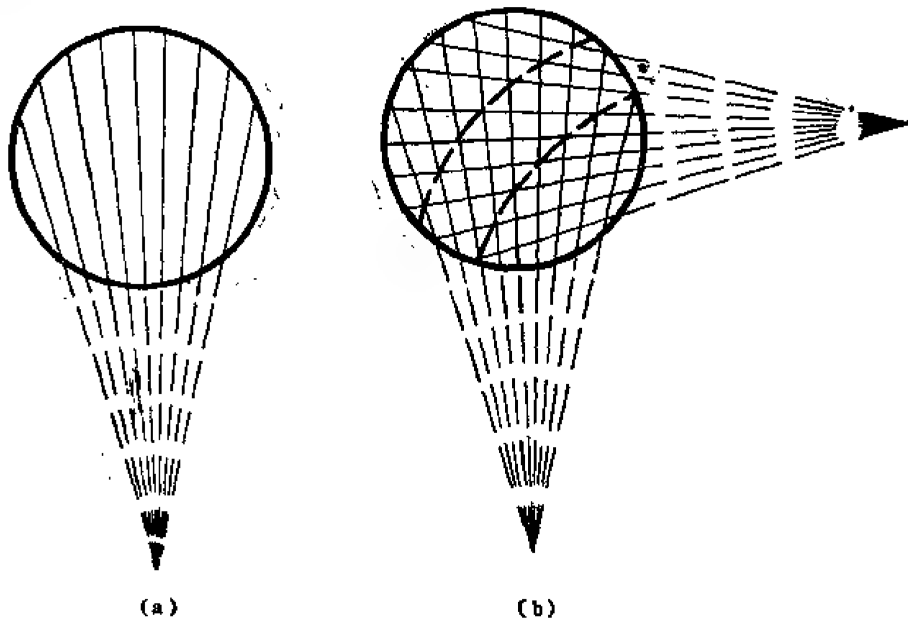


图 11-35　横越 (*a*) 一个尼科耳棱镜和 (*b*) 两个正交尼科耳棱镜入射端面的小视场角内 E 矢量的恒振动线。这些线延长交于棱镜入射端面一边的一点。在 (*b*) 中，兰多尔特条纹发生在这些线相交成严格的直角的那些点；其界线用虚曲线表示。视场的其他部分不太暗。

的法线量起的；图中画出的等tan i线有相等的增量。尼科耳棱镜的最大极限角 i 为38°，相应的 tan i 值为38°，所以我们关心的只是图 11-34(*a*) 的中央部分，而不是不对称性更强的更大角度。格兰-汤普森棱镜的最大极限角约为21°，相应的tan i＝0.38，因而恒偏振线相当平行。

对于在尼科耳棱镜中的小视场角，可把 E 矢量的振动面近似地看成直线，其延长线在视场的一边交于一点。这样的情况如图 11-35(*a*) 所示。如果两个这样的尼科耳棱镜正交，则情况如图 11-35(*b*)所示。完全消光只能发生在这些线互相垂直的那些点，所以会有一个很暗的弯曲区域，其周围是不完全消光的较亮区域。这个暗弯曲区域就是兰多尔特条纹。

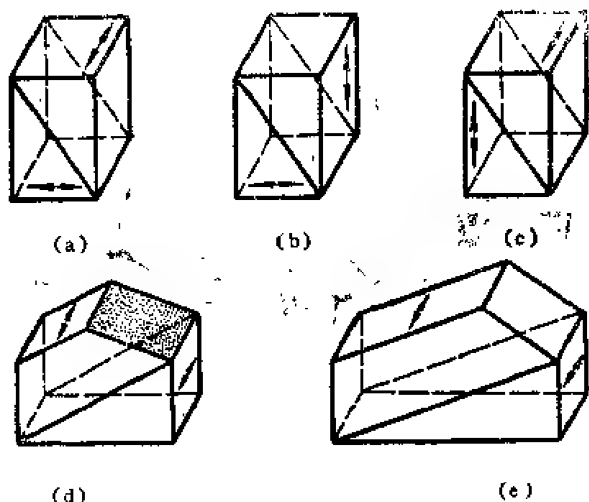


图 11-36　各种型式起偏分束棱镜的三维视图：(*a*) 罗雄棱镜、(*b*) 塞拿蒙棱镜、(*c*) 渥拉斯顿棱镜 (*d*) 福斯特棱镜（荫影面镀银）、(*e*) 分束格兰-汤普森棱镜。

五、起偏分束棱镜

（一）一般特征

有三类起偏分束棱镜：罗雄棱镜、塞拿蒙棱镜和渥拉斯顿棱镜，分别示于图 11-36(*a*)、(*b*)、(*c*)中，其侧视图见图 11-37(*a*)、(*b*)、(*c*)。此外，任意起偏棱镜都能用作起偏分束器，只要将其一侧的形状改变并除去其侧面的吸收膜。福斯特棱镜和分束格兰-汤普森棱镜是这种棱镜的两个例子。在福斯特棱镜中，寻常光线和非常光线互成直角出射；在分束格兰-汤普森棱镜中，寻常光线垂直于一个侧面出射（见图 11-36(*d*) 和 (*e*)及图 11-37(*d*) 和(*e*)。这个型式的另一棱镜是分束阿伦斯棱镜，它是双分束格兰-汤普森棱镜（见第 313 页6）。

在起偏棱镜中，棱镜的两个半块内的光轴总是相互平行的。与此相反，在罗雄、塞拿蒙和渥拉斯顿起偏分束棱镜的两个半块中的光轴相互垂直。结晶石英常被用来制造这些分束器，这种棱镜可用至真空紫外。在波长不需要这样短的应用中，方解石比较合适，因为方解石能把光束分开的角度较大（石英能分开0.5°，而方解石能分开 10°），并且不会产生旋光性。

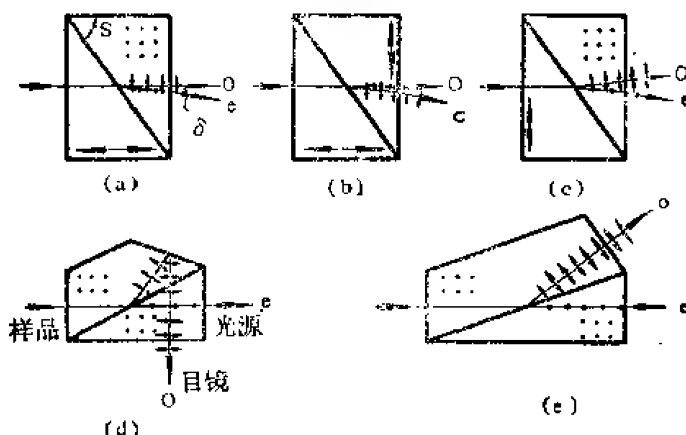


图 11-37　图11-36 中的起偏分束棱镜的侧视图。光轴的方向用圆点和粗双向箭头表示。罗雄棱镜的切割角是 S。当福斯特棱镜用作显微镜照明器时，光源、样品和目镜的位置如图所示。

（二）罗雄棱镜

罗雄棱镜发明于1783年 [6]，它是最常见的一种起偏分束棱镜。罗雄棱镜常在光度学中用到，在这种应用中两个光束都要利用。它也用作紫外起偏棱镜，此时其中一个光束必须消除，消除的方法是将光源成象在超过棱镜之处并将偏离的象挡掉。

两束光经过棱镜的路径如图 11-37 (*a*)所示。正入射到入射端面上的光线在棱镜的第一半块中沿光轴行进，因而寻常光线和非常光线都不偏折，且有相同的折射率 n_o。棱镜的第二半块的光轴与第一半块的光轴垂直，但是寻常光线不偏折，因为在两个半块中寻常光线的折射率相同。然而非常光线在第二半块中具有最小的折射率，所以根据斯涅耳定律它在切割面发生折射（见本节一和图 11-11）。因偏向角依赖于比值 n_e/n_o，所以它是波长的函数。如果切割角是S，则非常光线的偏向角 δ 可按下式计算 [49]：

$$\tan S = \frac{n_o - n_e}{n_e \sin\delta} + \frac{1}{2}\sin\delta \qquad (11\text{-}89)$$

这个关系式只对于光在棱镜面上正入射时才成立。半视场角 i_{max} 由下式给出 [49]：

$$\tan i_{max} = \frac{1}{2}(n_e - n_o)\cot S \qquad (11\text{-}90)$$

罗雄棱镜也可以反向用作起偏分束器，但是这样两个光束的偏离较小。由计算光在棱镜面上正入射时 e 光线在切割面上的折射角可知，光束的偏离较小。在切割面上的入射角为 90°−S，于是由斯涅耳定律可知对于正常的罗雄棱镜有

$$\sin r = \frac{n_o}{n_e}\cos S \qquad (11\text{-}91)$$

而对于反向的罗雄棱镜有

$$\sin r = \frac{n_e}{n_o}\cos S \qquad (11\text{-}92)$$

角 r 是光由棱镜的第一半块进入第二半块的折射角。因对于方解石 $n_o > n_e$，方程（11-91）得出较大的 r 值。当罗雄棱镜用于反向时，色散和旋光性（对于石英）对偏振都有不利的影响。然而当石英罗雄棱镜用作检偏器时情况例外。在这种情况下最好将棱镜反转，并用对偏振性不灵敏的探测器监察两个透射光束的相对强度。

罗雄棱镜对寻常光线是消色差的，而对非常光线是有色差的。与常规起偏棱镜不同，这种棱镜的两个半块之间的胶合使两个光束在切割面上的入射角都小于临界角，所以两个光束都不发生全内反射。通常用的是加拿大树脂胶，然而在高功率激光器的应用中，或当用到波长短于 3500 埃的紫外光时，棱镜的两个半块是光学接触（光胶）。光学接触的结晶石英罗雄棱镜能用于短达 1700 埃的波长，MgF_2 材料的罗雄棱镜已用到真空紫外 1300 埃 [49]。光学接触的单MgF_2罗雄棱镜也已制作出来.这样一个棱镜的透明度已由 1400 埃测量到 7 微米。采用紫外透明的胶合剂如格达明胶可将方解石棱镜的短波极限扩展到大约 2500 埃（见第501页2）。

石英和方解石罗雄棱镜有一些缺点。当光平行于光轴透过石英时出现旋光性，虽然两个互相垂直的偏振光束会以正常方向使用的石英罗雄棱镜射出，但是这两个光束的光谱成分将不再现入射光水平分量和垂直分量的光谱成分。如果石英罗雄棱镜反向使用，则由棱镜射出的光，不同波长在不同平面内振动。所以出射光由许多不同的偏振所组成，而不是所需要的两个偏振。

方解石罗雄棱镜不会出现旋光性，但难以制作，如在本节、一中所指出的，这是因为当棱镜表面是沿垂直于光轴方向切割而成时，在沥青抛光中有从表面裂开小四面体的趋势。当擦拭棱镜时也会裂开小四面体，有时在这样的表面上胶合玻璃片以防止损坏。在方解石棱镜中存在着象的畸变，如果非正入射的光线经过棱镜，两光束将沿着它们的振动方向畸变；亦

即在竖直平面内振动的不偏折的光束（o 光线）将产生竖直畸变，在水平平面内振动的偏折的光束（e 光线）将产生水平畸变。

如果将罗雄棱镜的入射半块用折射率相匹配的玻璃制成，而不同石英或方解石，则以上提出的一些困难可以减小或消除。在棱镜的入射半块中，o 光线和 e 光线的行进路径相同，折射率也相同，因而石英或方解石的双折射性质没有用上，代以各向同性介质是完全可以的。适当地选择玻璃的折射率，可使寻常光线或非常光线偏离，并且玻璃能够与方解石的两个折射率的任一个在可见区域的大部分匹配得相当好。非常光线在它的振动方向总是受到一些畸变，但寻常光线的畸变在玻璃-方解石结构中能被消除。适当地选择玻璃的折射率，能确定 e 光线是偏离的还是不偏离的光束。哈代采用了另一种获得不偏离光束的方法[50]；虽然不能找到一种玻璃，其折射率和色散与方解石的折射率和色散相匹配，但他选择了具有合适色散率的玻璃。然后在方解石面上放置一小的楔形角以补偿折射率差，这样一来玻璃能有较多的选择，但是玻璃-方解石棱镜在延伸的波长范围不能做到严格消色差，此外还有，因棱镜两部分的膨胀系数不同而引起热应变，除非胶合剂容易塑性变形。

用罗雄棱镜作起偏器，必须把两束光中的一束遮蔽和消除。如果把棱镜的两半块之间的切割角做得足够地小，以使非常光线发生全反射，则这个限制可以去除。计算表明这个办法应该是容易做到的。

（三）塞拿蒙棱镜

塞拿蒙起偏分束器如图 11-36(*b*)和 11-37 (*b*)所示。它在棱镜的入射半块中的光轴与在出射半块中的光轴共面，除此以外还与罗雄棱镜相似，亦即出射半块中的光轴与罗雄棱镜出射半块中的光轴垂直。其结果在塞拿蒙棱镜中振动平面竖直的光发生偏离，而在罗雄棱镜中振动平面水平的光发生偏离（假定在这两种情况中都没有旋光性）（比较图 11-37 (*a*)和(*b*)）。由于塞拿蒙棱镜中非常光线的折射率不具有其最小值[见方程(11-71)]，所以光束的偏离量略小于在罗雄棱镜中的偏离量。

塞拿蒙棱镜的一种变形是直角塞拿蒙起偏器或科顿起偏器，它只是由塞拿蒙棱镜的第一半块构成。在棱镜面正入射的非偏振光在斜面上全内反射，然后分解为两个振动平面，一个振动平面平行于光轴，另一个振动平面与光轴成直角。因而正如在通常的塞拿蒙棱镜中一样，会发生双折射。这种棱镜的透明度等于光学接触的塞拿蒙或罗雄棱镜的透明度，但耗费少得多。

（四）渥拉斯顿棱镜

渥拉斯顿棱镜（见图 11-36 (*c*)和 11-37(*c*)）是一种起偏分束器，也用作真空紫外起偏棱镜，它使两个透过的光束都偏离。在图 11-37 (*c*)中所表示的偏离对于入射方向几乎是对称的，因而渥拉斯顿棱镜的角分离约为罗雄棱镜或塞拿蒙棱镜的二倍。正入射的光束在进入棱镜时是不偏离的，但是垂直于光轴振动的 o 光线有折射率n_o，而平行于光轴振动的 e 光线有最小的折射率（或主折射率）n_e。经过分界面 e 光线变为 o 光线，o 光线变为 e 光线，这是因为第二半块中的光轴方向与第一半块中的光轴方向成直角。所以原来的 o 光线进入折射率较低的媒质，折离切割面的法线，而原来的 e 光线进入折射率较高的媒质，折向切割面的法线。当射出棱镜的第二半块时，两束光线都折离法线，因而它们分离得更开。

在渥拉斯顿棱镜中两个偏离的光束都是有色差的，这个棱镜的最常见的用途是用来决定光束的两个平面偏振成分的相对强度。因为光在棱镜中永不沿光轴行进，也不会发生旋光性，

所以两个光束的相对强度总是正比于入射光束的水平偏振分量和竖直偏振分量的强度。对于结晶石英渥拉斯顿棱镜来说，如果 L/A 等于 1.0，则光束之间的角分离约为 1°；如果 L/A 等于 4.0，则角分离高达 3°30′。对于方解石棱镜来说，如果 L/A 等于 1.0，光束就有约达 19° 的角分离，但当用到这样大的角分离时产生严重的象畸变和横向色差。采用如图 11-38 所示的三元渥拉斯顿棱镜能够减小这些效应，或者在已知 L/A 的情况下能增大角分离。经过这种改进能获得大到 30° 的角分离。

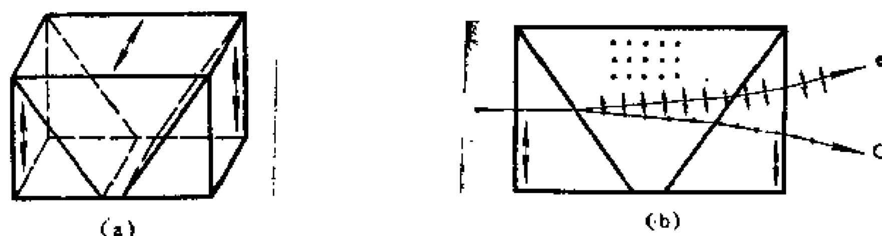


图 11-38　三元渥拉斯顿棱镜：(*a*) 三维视图；(*b*) 侧视图。光线的标记 *o* 和 *e* 是对最后一块棱镜而说的。

金和塔利姆已测量了出射偏振光束的椭圆率[38]。对方解石渥拉斯顿棱镜，椭圆率在 0.004°到0.025°范围之间，这和格兰-汤普森棱镜的椭圆率[见第508页 3] 差不多。对于结晶石英渥拉斯顿棱镜，测得了更大的值。在 0.12° 到 0.16° 之间。这种并非由于晶体内部的缺陷，而是由于晶体中的旋光性和双折射结合在一起对于椭圆率的大的贡献，在石英起偏器中是不能避免的。

（五）福斯特棱镜

福斯特棱镜的三维视图和横截面图分别表示在图 11-36 (*d*)和 11-37 (*d*)中，这个棱镜能形成两个互相偏离90°的平面偏振光束。福斯特棱镜的结构与格兰-汤普森棱镜相似，所不同的是一个侧面切割成一定角度并镀银，使寻常光束反射和由另一侧面射出。

福斯特棱镜常反向用作偏光显微镜照明器来观察反射样品。在这个应用中光源置于图 11-37 (*d*)中的 *e* 处，非偏振光进入棱镜的右方端面。寻常光线（图中未表示）在切割面上反射并为涂黑的棱镜侧面所吸收，而非常光线透过且不偏向地射出棱镜的左端面。然后光线通过显微镜物镜，由样品反射，沿相同路径返回棱镜。偏振未变的光将沿着向光源的路径不偏向地透过棱镜。然而，如果振动面已旋转到与光轴成直角（在图平面内），那么光即反射到目镜。因此棱镜的作用如同一个正交起偏-检偏器组合。

如果把取向校正了的四分之一波片插入棱镜与显微物镜之间的光束中，则照射样品的光是圆偏振光，它反射回来后经过四分之一波片，将又成为线偏振光，但振动平面旋转了 90°。这束光的振动方向垂直于光轴，反射后进入目镜，得到明视场照明。用这种情况的福斯特棱镜不产生象散，因为成象的光进入和离开棱镜时均垂直于棱镜端面，而且只由平面反射。

（六）分束格兰-汤普森棱镜

如果棱镜设计与福斯特棱镜相似，但是棱镜侧面切割成的角，能使偏转的寻常光线垂直于棱镜表面射出而不是反射，这个棱镜叫做分束格兰-汤普森棱镜（见图 11-36 (*e*) 和 11-37 (*e*)）。因为每一个光束都不发生折射，所以这个棱镜是消色差的，并且几乎没有畸变。两个出射光束的夹角由棱镜两半块之间的切割角决定，因而这夹角依赖于棱镜的 L/A。如 L/A

为2.414，则夹角为45°。每个光束的视场角是对于不同的L/A来作计算的，这和格兰-汤普森棱镜一样〔见 第509页 4〕。把棱镜制成双棱镜，即分束阿伦斯棱镜，能把入射光束分为三部分：一部分偏左，一部分偏右，还有一部分不偏离。

六、福斯纳棱镜

到目前为止，所讨论过的各种起偏棱镜都需要大块的双折射材料，而且通常透射的是非常光线。福斯纳1884年提出了另外一种棱镜设计，这种棱镜只需要薄片双折射材料，对于负单轴材料透射的是寻常光线而不是非常光线。福斯纳思想的本质是把各向同性棱镜由双折射薄层分开，如图11-14所示。各向同性棱镜的折射率与双折射材料的较高折射率相同，这样一来，对于负单轴材料（如方解石或硝酸钠）透射的是寻常光线，而非常光线发生全内反射。这种设计的优点是：①因为透射的是寻常光，所以折射率不随入射角而变，因而象是消象散的，②可以获得大视场角或体积紧凑的棱镜，③节省双折射材料。此外，由于光线通过双折射材料的程长小，所以可以采用质量较差的材料。

福斯纳棱镜的缺点是：①对于方解石和硝酸钠来说，非常光线比寻常光线可在更大的波长范围内透过，所以福斯纳棱镜不能象常规棱镜那样在较大的波长范围内透射，②由于各向同性材料和双折射材料的热膨胀系数不同，所以很可能形成热应变。为了解决第二个问题，可以用触变性胶合剂，这种胶合剂随着应力增加而更容易流动；或者把系统密封在金属套管中并用油代替胶合剂。如果油与寻常折射率匹配，则双折射材料并不需要抛光得很好。甚至可以利用方解石的解理面，只要视场的损失是容许的。

福斯纳提出双折射片的光轴取向垂直于切割面，如图11-14(a)所示。因为在垂直于光轴的一切方向上双折射片的热膨胀相同，所以这个方法使热应变减至最小。采用方解石和硝酸钠片的福斯纳棱镜，在切割角S为不同值时相应的视场列于表11-3中。

表 11-3　福斯纳棱镜的视场角[51]

双折射片材料	视场角（度）	切割角S（度）	L/A
方 解 石	44（最大）	13.2	4.26
	30	17.4	3.19
	20	20.3	2.70
硝 酸 钠	54（最大）	16.7	3.53
	30	24	2.25
	20	27	1.96

福斯纳的论文发表后不久，伯特兰指出，双折射片的光轴应平行于棱镜的入射端面，以使寻常光线和非常光线的折射率差最大。用这种方法制成的棱镜，有时叫做伯特兰型福斯纳棱镜，如图11-14(b)所示。

由于硝酸钠容易得到，并且双折射甚至比方解石还大，所以曾经多次试图用这种材料制造起偏棱镜。然而，这种材料不仅要潮解，而且硬度很低，所以虽能得到较大的单晶，也难于加工。应用韦斯特[52]所发明的技术，可由熔体按要求的取向结晶成单晶体。当硝酸钠在云母的解理面上由熔体结晶时，它的底面之一的取向平行于云母的解理面，因此它的光轴

垂直于云母表面。韦斯特认为，用这种方法生长的单晶可大到38厘米×19厘米× 2厘米。耶马格蒂[53,54]制成了装有硝酸钠薄片的起偏棱镜，他是把留有小间隔的薄玻璃板叠放在云母片上，然后一起浸入硝酸钠熔体中。这样形成的薄单晶逐渐冷却后胶合在玻璃棱镜之间，成为伯特兰型福斯纳棱镜。可以设想在玻璃棱镜之间直接生长硝酸钠，但是用这样厚的玻璃块时，难以避免在晶体中产生应变，从而降低了偏振比。耶马格蒂用23°切割角的$SK5$玻璃棱镜（$n_D=1.5889$）制成起偏棱镜，并有相对入射端面的法线成对称的31°的视场角。

福斯纳棱镜适用的另一种双折射材料是白云母，这种棱镜实际上已经制成，并且进行过试验。可以获得6°的视场角，这对于用激光照明的许多光学系统来说是足够的了。

七、非方解石起偏棱镜

如在本节一中曾提到的，用方解石以外的其他材料制成的起偏棱镜，主要用在对方解石不透明的区域。正钒酸钇这种新材料是个例外它在可见区域显示出有希望成为高透射的起偏器。这种新材料可以生成大约从0.380到3.7微米波长范围内都具有良好透射的正单轴单晶。用0.4880到3.39微米区域内所选择的激光波长已测量了寻常折射率和非常折射率，所测得的数值符合塞耳迈耶尔公式$n^2=1+A\lambda^2/(\lambda^2-B)$，对于寻常光线$A=2.7665$，$B=0.026884$，对于非常光线$A=3.5930$，$B=0.032103$（$\lambda$的单位是微米）。在波长由0.4880到1.0微米之间这个公式给出的数值，对于n_o准确到0.0001乘几，对于n_e准确到0.001左右。在0.6328微米，$n_o=1.9915$，$n_e=2.2148$。双折射略小于金红石而大于方解石（见第五节一、表11-15），光学质量比金红石好得多。正钒酸钇的努普硬度为480而方解石为135，可进行很好的抛光。目前可得到的光学单晶的大小为2.5×2.5×1.3厘米。正钒酸钇的主要优点是，在格兰-傅科型棱镜中寻常光线（对于正双折射材料是透射的）在切割面上以非常接近于布儒斯特角的角度入射，因此反射损失小于百分之一。如果棱镜的前后端面均镀以减反射膜，则透射应远大于方解石格兰-泰勒棱镜的透射。在方解石棱镜不太适用的激光系统中，目前运用着几种正钒酸钇棱镜。

用于紫外区的其他非方解石起偏棱镜已经制作出来。罗雄棱镜或渥拉斯顿棱镜[见第526页和第528页]有时用结晶石英制成，以用于远紫外区。用结晶石英棱镜既可作为紫外区的色散元件，也可作为紫外区分光偏振计的起偏器。石英的短波截止波长随所含杂质而改变，但可以低于1600埃。

用氟化镁起偏棱镜代替石英起偏棱镜，短波极限可以延长到1300埃。氟化镁透射到大约1125埃，但在1300埃以下它的双折射很快减少，并且在1194埃改变符号。虽然在这个波长区域MgF_2是最合用的双折射材料，但它的双折射比方解石的小；因此，对于这种棱镜来说，小的切割角和大的L/A是不可避免的。因为要产生吸收，所以希望棱镜的长度最小。小约翰逊制造的MgF_2渥拉斯顿棱镜解决了这个问题，这棱镜只有罗雄棱镜长度的一半。然而两个光束都偏离，这会引起制作仪器的困难。

斯坦梅次等人制作了MgF_2的双罗雄棱镜[49]，这棱镜具有和渥拉斯顿棱镜相同的L/A，但不会使所要的光束偏离。这棱镜长16.25毫米，L/A约为2，而且顶部涂黑以减少散射光。当用水杨酸钠窗口探测器而不用不感日光探测器时，在1450埃以下的荧光引起了困难。来自抛光棱镜表面的散射光也是一个问题；这种散射光可以用不同的抛光技术来减小。如果双罗雄棱镜的两个边块的光轴不严格平行，则这种棱镜的作用如同位相差约为2°的两个

独立的起偏器，并且偏振效率减小。然而，从原则上讲，一个 MgF_2 双罗雄起偏棱镜应当是一个对于 1300-3000 埃波长范围有效的、高消光比的、沿轴向的起偏器，并且也适用于更长的波长区域。莫里斯和艾布拉姆森报导了 L/A 约为 5 的光学接触的 MgF_2单罗雄棱镜的特性。这种棱镜所具寻常光的偏向角 δ（见图 11-37(*a*)）在 6328 埃为 3°，在 1800 埃为 5.2°。

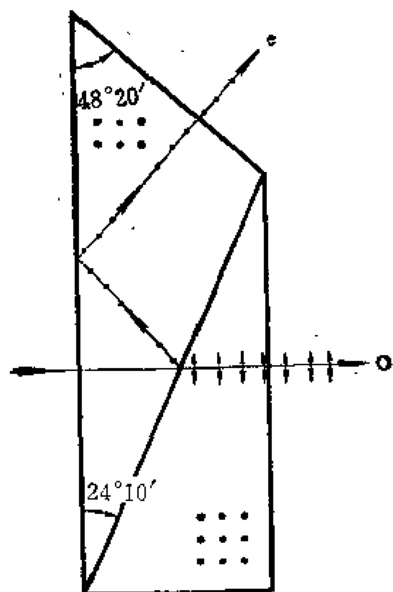


图 11-39　用于红外区的金红石格兰-傅科型起偏棱镜。正双折射金红石的光轴垂直于纸面。

在真空紫外区还有一种代替罗雄棱镜或渥拉斯顿棱镜的不同类型的起偏器[55]，它由两个 MgF_2 透镜所组成，一个是平凹透镜，另一个是曲率半径相同的平凸透镜。这两个透镜的光轴要正交。这个组合的作用对于一个偏振成分如同一个会聚透镜，而对于另一个偏振成分如同一个发散透镜。其优点是偏振光束仍然在轴线上，而且是聚焦的。在1608埃测得的偏振度为98.5%，和计算值相符合。

也可以制造用于比方解石的透射波长更长的红外区的棱镜起偏器。金红石（TiO_2）是具有大双折射的正单轴晶体，它在红外区直到 5 微米都有好的透射比，兰代斯已用这种晶体来制造格兰-傅科型晶体起偏器[56]（见第514页7），如图11-39所示。因金红石是正双折射晶体（与负双折射的方解石不同），所以寻常光线不偏离地透射，而非常光线由边上反射出去。视场角（对称的）相当小：在 2.6 微米为2.4°，在 3.7微米为4.4°，在 5 微米为 2°；消光比在 2.6 微米小于 1/2000，在更长的波长区域小于 1/1000。其透射除了在 3.1 微米由于水蒸气而明显地下降外，在2.5～5微米的波长区域内透射为 20% 到 35%之间。

第三节　二向色起偏器和衍射型起偏器

一、一般特征

一些最有用的起偏器是利用二向色性或衍射效应制成。这些起偏器制成薄片状，往往有较大的尺寸，容易旋转，而产生的光束偏离是微不足道的。此外，它们通常比较薄，重量轻，而且坚固，大多数能做成任意所要求的外形。其价格比棱镜型起偏器低得多。再者，二向色起偏器和衍射型起偏器对光束的准直度都不敏感，所以它们能用于强会聚或发散光中。

二向色●物质对某一方向偏振的光的吸收比对垂直于此方向偏振的光的吸收更强。二向色材料与双折射材料不同，双折射材料对于在两个互相垂直的方向上振动的电矢量有不同的折射率；但是吸收系数相近似（通常可以忽略）。处于自然状态或应力状态下的许多材料都是二向色的。用作二向色起偏器的材料通常是有应力的聚乙烯醇片（用吸收染料或碘聚合物

●在另外三种情况下也使用二向色（或称二色性）这个词：①表示染料溶液的颜色随浓度的变化而变化，②表示一种滤色器，它在可见光谱区域内的不同部分有两个透射带，当光源的光谱分布改变时它的颜色也跟着变化，③表示一种干涉滤光器，当观察它的反射或透射光时出现不同颜色。

处理过），其商品名称叫人造偏振片。二向色起偏器的另一种类型是把玻璃或塑料表面按一个方向摩擦，然后用适当的染料处理，其商品名称叫做偏振涂层。偏振片和偏振涂层分别将在本节二和三中讨论。在红外光谱区域的某些部分，方解石有强的二向色性，可制成极好的高消光起偏器。热解石墨是电的和光的各向异性体，已成功地用作红外起偏器，将在本节四中描述。在红外区显示出二向色性的其他材料有单晶碲，硝酸铵，云母，张力下的橡皮膜，聚乙烯醇和聚乙烯。在可见区域内，微晶形的金、银和汞，针状碲，石墨微粒和含有小的拉长了的银粒的玻璃都是二向色的。

耶马格蒂所描述的硝酸钠起偏器严格地说不是二向色的，不过其作用好象是二向色起偏器。一些粗糙的 $SK5$ 玻璃片用硝酸钠单晶连结在一起。硝酸钠晶体对于寻常光线的折射率近似地等于玻璃的折射率，而对于非常光线的折射率较低。因此非常光线被粗糙的表面由光束中散射开，而让寻常光线几乎没有降低地透过。

衍射型起偏器包括衍射光栅、红外光栅和线栅。这些都是平面结构。当辐射的波长远大于光栅或线栅的间隔时，它们除了透射一个偏振分量和反射另一个分量以外，还具有与二向色起偏器相似的性质。线栅和光栅起偏器将在本节五中讨论。

这些起偏器都没有象在第二节中所讨论的棱镜起偏器那样高的偏振度。因此，常常需要测量其起偏性质。在这种测量中需要平面偏振光源。当没有平面偏振光源时，如果有两个相同的不完全起偏器，可按照在本节六中叙述的方法之一测量。在本节六中还叙述了适用于两个不同的不完全起偏器的另一种方法。

二、片状起偏器

兰德及其合作者发展了各种类型的片状起偏器。J 型片状起偏器由相互平行排列在纤维素醋酸酯片中的碘硫酸奎宁的亚微观针状结晶所构成，由于这个类型的起偏器是微晶体，对光有某种程度的散射，已由 H 型和 K 型片状分子起偏器所代替，H 型和 K 型实际上不存在散射。最广泛使用的是 H 型片状起偏器，它由单向拉伸的聚乙烯醇片并用聚合形式的碘着色构成。K 型片状起偏器的制作是在催化剂中加热聚乙烯醇片以去掉一些水分子，从而得到二向色体聚乙烯撑。K 型片状起偏器主要是为抗高温和高湿的应用而发展起来的。由 H 型和 K 型组合成的另一类型的片状起偏器，称作 HR 人造偏振片，它在红外区 1.5 微米处有一吸收最大。

图 11-40 表示各种 H 型和 K 型片状起偏器在可见和近紫外区的主透射比 T_1 和消光比 T_2/T_1，另外还给出了蔡司制造的两种片状起偏器和由偏振涂层制成的两种偏振滤光器的曲线。人造偏振片的牌号中的字母 N 表示中性（区别于由有色染料制成的片状起偏器），数字 22、32 等表示非偏振可见光的近似透射比。图 11-41 给出了典型的塑料叠片 HR 红外起偏器的主透射比和消光比。为了把偏振度［见第一节三］与消光比联系起来，我们在图 11-42 中给出了这两个量的关系曲线。作图时有时用起偏器的光密度 D 代替它的透射比。这两个量之间的关系为

$$D=\log\frac{1}{T} \tag{11-93}$$

在整个可见区域，HN-22 人造偏振片的消光比优于格兰-汤普森棱镜，但格兰-汤普森棱镜的透射较高。在紫外区域，新的 HNP′B 材料对于比 3200 埃大的波长有相当好的消光

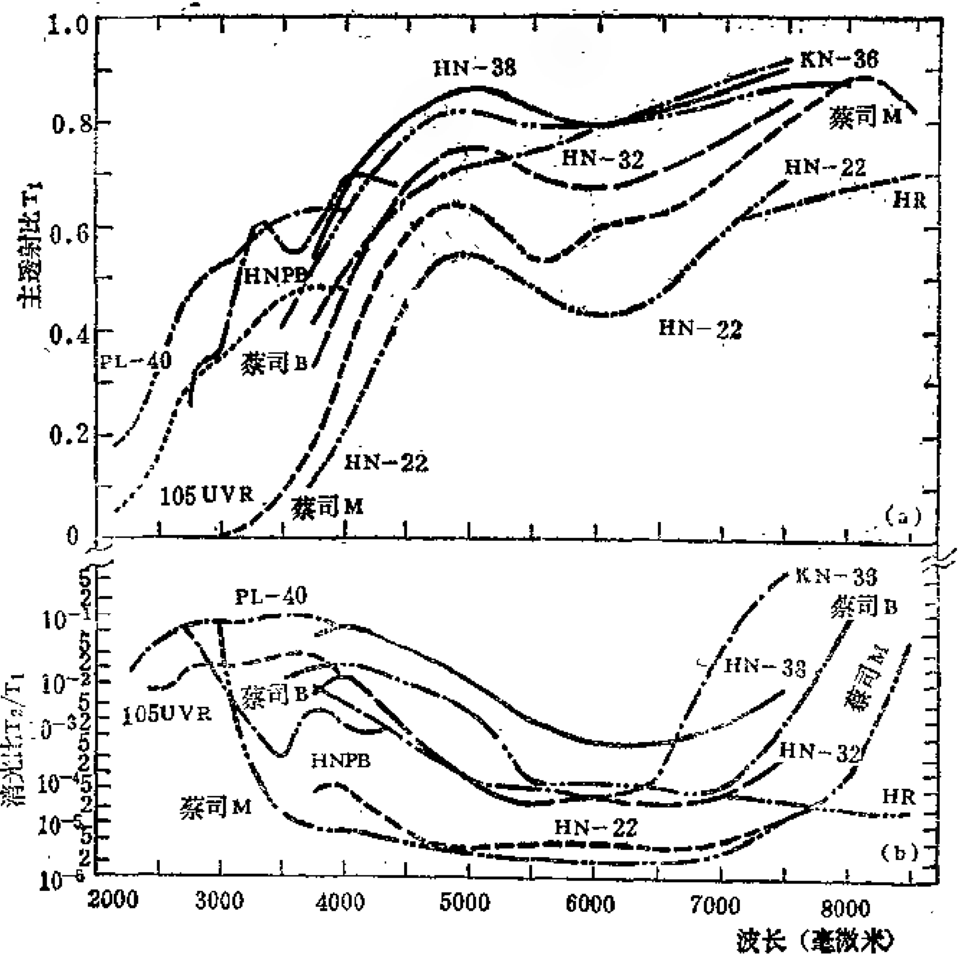


图11-40　各种二向色起偏器的 (*a*) 透射比和 (*b*) 消光比；人造偏振片 HN-22、HN-32、HN-38 和KN-36；蔡司B和M偏振滤光器；偏振涂层 LP-40 和 105 UVR 起偏滤光器。据称 105UVR 在 5460 埃有 32%的透射比（对非偏振光）。

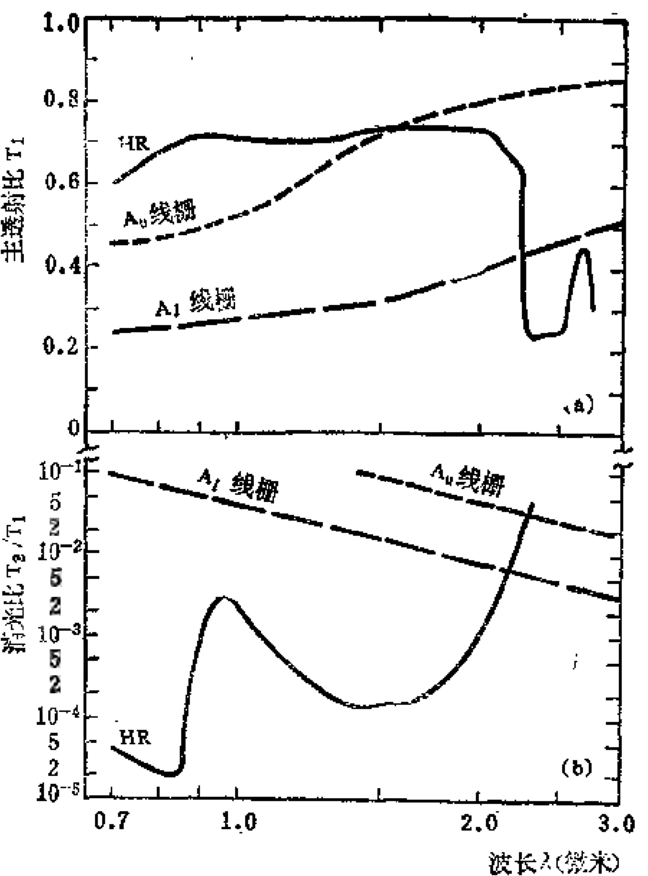


图11-41　塑料叠片HR 红外起偏器的 (*a*) 主透射比和 (*b*) 消光比，此外还有线栅间隔为 0.463 微米的两个线栅起偏器的曲线

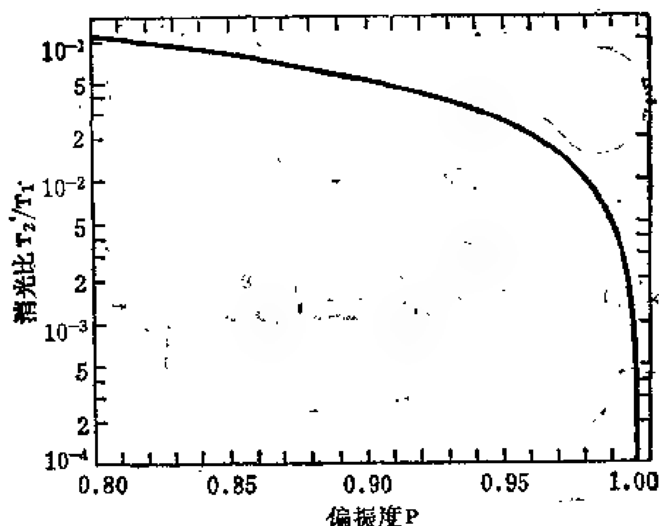


图 11-42　由方程（11-63）计算的消光比与偏振度之间的关系。

比（约 10^{-3} 或更好）。HNP′B 是 HN-32 的特别精制的形式，其性质与标准的 HN-32 人造偏振片在波长大于 4500 埃的区域相当。韦斯特和琼斯[6]认为，人造偏振片型二向色起偏器的消光比有一个约为 10^{-5} 的实际限制，因为二向色体的浓度增加到超过一定数值时，光密度不再成正比例地增加。

如果人造偏振片用在光束的偏向不可忽略的情况时，则要控制可能出现的偏向。大多数人造偏振片是塑料片叠压而成，会产生轻微的光束偏向，因而当转动人造偏振片时，通过望远镜可观察到象位置的移动。光束偏向的大小，在人造偏振片上是逐点变化的，如果把材料夹在玻璃板之间，则情况会更坏。有可能购到特别选择的叠夹在抛光玻璃板之间的人造偏振片，使光束产生约为 5 弧秒的偏向。

用碘或各种染料着色的拉伸聚乙烯醇制成的片状起偏器，在西德生产的有卡尔·蔡司(欧波同）和欧文·考斯曼有限公司，在东德有卡尔·蔡司(耶那)；在英国有巴尔和斯特劳德有限公司。考斯曼[57]发表了 K_s-MIK 可见起偏器和 K_s-W58 可见和紫外起偏器的光密度曲线。K_s-MIK 起偏器在 4000—7000 埃区域有极好消光比和好的透射性，K_s-W58 起偏器在 2000 埃以外还有一定的透射，但由 3500 埃到 2000 埃区域消光比急剧变坏。

图 11-40 中给出了两个蔡司偏振滤光器的曲线，作为目前的这类产品的代表。标明 B 的偏振滤光器是为在照相工作中消除耀目的和不需要的反射光。这种应用中的主要要求是在整个可见区域（对于彩色照相）具有几乎不变的高透射，而较少强调好的消光比。对于精密的光学测量要求较好的消光比，标明 M 的偏振滤光器是最好的。它与 HN-22 人造偏振片比较，有稍高的透射和较好的消光比。所有蔡司的偏振滤光器都是叠压在经过挑选的没有应变的玻璃板之间，并且胶合得像质好和光束偏向最小。

金和塔利姆用对格兰-汤普森棱镜那样的方法，测量了透过各种类型片状起偏器的光束轴向漂移和椭圆率[38]。与棱镜起偏器明显不同，当在片状起偏器的同一区域扫描时，看出轴向漂移与椭圆率的变化无相似之处。例如，横向扫过起偏器的孔径，椭圆率显示出平稳的变化，而相应的轴向漂移作不规则变化。轴向漂移可能由二向色分子的取向决定，而椭圆率是由起偏器的塑料或玻璃支座的剩余双折射而引起的。因而片状起偏器中的轴向漂移和椭圆率的扫迹之间缺少对应是可以理解的。

从一种片状起偏器到另一种，轴向漂移有相当大的变化，越过一个片状起偏器也是这样。在玻璃装配的 HN-32 人造偏振片的某些区域，10毫米的扫描得出透射平面方位角的总变化高达 0.4°，然而在丁酸盐叠片 HN-32 材料的选择区域，对于同样长的扫描，轴向漂移低到 0.015°。对于考斯曼 K_5-MIK 片状起偏器，10毫米的扫描得出轴向漂移的典型值在 0.01—0.05° 范围内，在考斯曼 K_5-DEM 材料的选择区域，得出相似的数值，然而在其他区域则比较差，对于10毫米的扫描一般是 0.1°。对高质量的片状起偏器，椭圆率已相当低，其值一般在 0.01 和 0.03° 之间，这个值对于10毫米的扫描几乎是常数。HN-32 人造偏振片的椭圆率变化相当大，然而不难得出对于同一片材的不同区域，椭圆率的值在 0.01° 与 0.5° 之间。

三、二向色起偏薄膜

拜尔比层起偏器[58] 是涂在玻璃或塑料表面上的二向色薄膜。德雷尔[59] 发展了制作方法并建立公司生产偏振涂层起偏滤光器。这种起偏器的生产有三个主要步骤。第一步，用滤纸、棉花或红粉沿同一方向摩擦基片（石英、玻璃、塑料等）以获得优先选择的表面取向（每个微小的划痕达到的深度小于1微米）。其次，清洗薄片，并用二向色分子溶液进行处理，例如用 0.5%的亚甲基蓝的乙醇溶液或用一偶氮或多偶氮染料处理，然后以可控的方式进行干燥。分子优先沿摩擦方向排列，结果在此方向偏振的光有较大的吸收。最后一步，用酸性溶液，常用二氯化锡那样的金属盐的酸性溶液处理表面，这样可以增加二向色性和更加表现出无彩色。在偏振表面涂以防护膜，以对易损伤的薄层提供无透射损失的机械防护。

图 11-40 给出了两种标准的偏振涂层薄膜 PL-40和 105 UVR 的主透射比和消光比（在5460 埃非偏振光的透射为 32%）。为了与其他材料的曲线作比较，对石英表面的反射损失所作的校正已除去。在大约 6500 埃以内的可见区域，这些材料的透射比约略为一常数，6500 埃以外开始微弱地增加。偏振涂层胜过人造偏振片的主要优点是在强紫外辐射照射下不发生漂白。曾经在辐射通量约为 0.003 瓦/厘米^2 的 2280 埃的紫外光照射长达 50 小时后，偏振涂层的特性没有明显变化。另一方面，改进的 HN 紫外人造偏振片在较弱的曝光下发生明显的漂白，从而降低了它的起偏性能。

迈克尔孙实验室测量了涂敷在 2.5 厘米直径、1.6 毫米厚的 Suprasil●光学平板上的无防护漆的偏振涂层 PL-40 薄膜的透射比，为了确定在较短波长是否透射，测量在真空紫外范围 1500 到 3000 埃进行。所测透射比(对非偏振光)示于表 11-4 中。（因为这些值与标准的 PL-40 滤光器的透射比差不多，所以防护漆在这个波长区域看来是透明的。）Suprasil 的透射比也示于表 11-4 中。

迈克耳孙实验室还对两个涂敷在 Suprasil 上的 PL-40 薄膜测量了消光比，其平均值在5461 埃为 0.028，在 4358 埃为 0.0087，在 3650 埃为 0.104，相应的偏振度分别为 0.945，0.983 和 0.812。在可见区域，PL-40 偏振涂层显然不会有与以前讨论过的聚乙烯醇片状起偏器可以比拟的消光比。PL-40 起偏器还使透射光带有椭圆率和使它的偏振面旋转。凯泽发现了另外的困难，他用熔凝石英上的 PL-40 偏振涂层起偏滤光器作实验，发现产生了大量不需要的散射光。这种光是色散的，并在大约 20° 的范围内散射，好象是摩擦表面上的

●Suprasil 是 Amersil 有限公司制造的紫外级熔凝石英的牌号。

表 11-4　偏振涂层 *PL*-40和*Suprasil* 的透射比[60]

波长埃	透射比（根据迈克耳逊实验室的资料）	
	偏振涂层	*Suprasil*
3000	0.268	0.925
2400	0.146	0.910
2000	0.066	0.804
1700	0.028	0.786
1608	0.003	0.108

划痕起着衍射光栅划线的作用。轴上不需要的散射光比较少，大部分光是在较大角度散射。尽管有这些困难，偏振涂层 PL-40 起偏器看来还是能在紫外 2000—3000 埃波长范围内工作的最好的大孔径透射型起偏器。

四、热解石墨起偏器

热解石墨在电导率和光学性质两方面均有很强的各向异性。如果电磁波的 E 矢量指向石墨的 C 轴方向，则吸收系数最小，反射比也最小，因而透射比最大。如果 E 矢量位于垂直于C 方向的 a 平面，则吸收最大，反射比最大，因而透射比最小。所以，热解石墨应当是制作二向色起偏器的良好材料，如果把它切割和抛光成包含 C 轴的薄片。这样的起偏器已由鲁普雷希特等人制成[61]；其中两个的厚度是 9.2 微米，第三个的厚度是 4.2 微米。用本节六中所描述的一种方法测定了较薄的一个透射比 T_1 和两个较厚的透射比 T_1 和 T_2。在由 2 微米到 16 微米的红外波长区域，两个 9.2 微米厚的起偏器中的一个的主透射比 T_1 和消光比 T_2/T_1 表示在图 11-43 中，同时图中还表示了各种线栅起偏器的曲线（见本节五）。

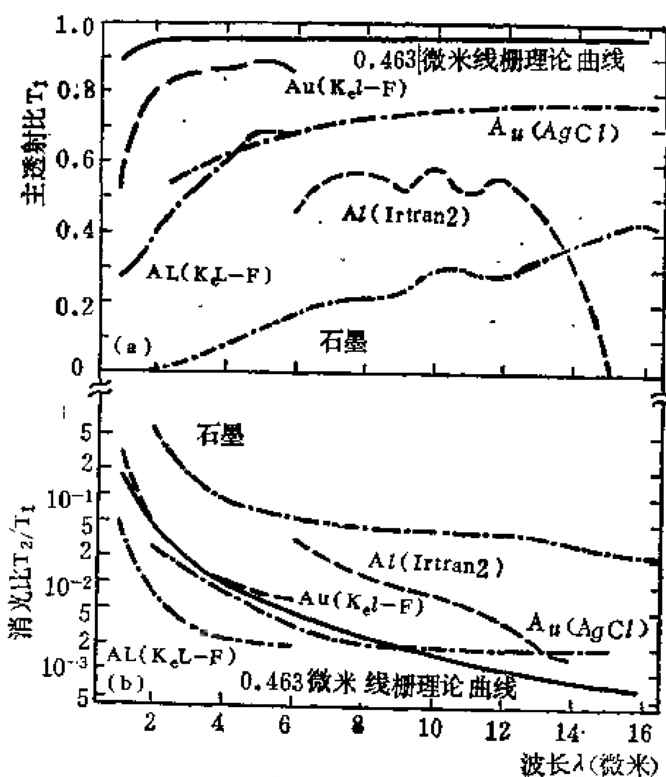


图 11-43　热解石墨起偏器及各种线栅起偏器的 (*a*) 主透射比和 (*b*) 消光比。图中指出了基片材料和线栅所用的金属。为了比较还表示出由方程 (11-94)，(11-95)，(11-99) 和(11-100)代入 $n=1.5$ 和 $d=0.463$计算的理论曲线（实线）。

在远达 600 微米的远红外区，T_1 逐渐增加到 0.5，T_2/T_1 下降到 10^{-3} 量级。较薄的焦石墨起偏器的透射比大于图中所示的曲线，但是它的消光比虽然没有给出，可能较差。热解石墨起偏器的优点是平面的，因而容易旋转，有大的接收角，并且在远红外区有相当高的透射比和好的消光比。然而在图 11-43 所示的比较短波长区域它们劣于所有线栅起偏器。此外，它

们是易碎的，由鲁普雷希特等人得到的最大有效孔径约为 12 毫米直径。

五、线栅起偏器和光栅起偏器

线栅是由许多平行的金属丝或金属条组成的平面结构。它用作光学元件在远红外和无线电波区域使辐射发生色散和探测偏振已有长久的历史。当波长远大于线栅的间隔时，线栅使 E 矢量的振动垂直于线栅的辐射透过，而使 E 矢量的振动平行于栅线的辐射反射。当波长与线栅的间隔差不多时，两个分量都透射。由于线栅由良导体制成，吸收可以忽略。

辐射被线栅反射和透射的理论的各个方面均已提出[62,63]因为许多工作是关系到微波而完成的，所以给出的方程一般用的是传输线表示。奥顿[64]把关系式简化并变成光学符号，线栅的透射比 T_1 和 T_2 为

$$(T_1)_\perp = \frac{4nA^2}{1+(1+n)^2A^2} \tag{11-94}$$

$$(T_2)_\parallel = \frac{4nB^2}{1+(1+n)^2B^2} \tag{11-95}$$

式中 n——基底材料（透明的）的折射率，

$(T_1)_\perp$——偏振垂直于栅线辐射的透射比，

$(T_2)_\parallel$——偏振平行于栅线辐射的透射比。

A 和 B 的一般表式为

$$\frac{1}{A} = \frac{4d}{\lambda}\left\{\ln\left[\csc\frac{\pi(d-a)}{2d}\right] + \frac{Q_2\cos^4[\pi(d-a)/2d]}{1+Q_2\sin^4[\pi(d-a)/2d]} + \frac{1}{16}\left(\frac{d}{\lambda}\right)^2\left[1-3\sin^2\frac{\pi(d-a)}{2d}\right]^2\cos^4\frac{\pi(d-a)}{2d}\right\} \tag{11-96}$$

$$B = \frac{d}{\lambda}\left[\ln\left(\csc\frac{\pi a}{2d}\right) + \frac{Q_2\cos^4(\pi a/2d)}{1+Q_2\sin^4(\pi a/2d)} + \frac{1}{16}\left(\frac{d}{\lambda}\right)^2\left(1-3\sin^2\frac{\pi a}{2d}\right)^2\cos^4\frac{\pi a}{2d}\right] \tag{11-97}$$

式中 $$Q_2 = \frac{1}{[1-(d/\lambda)^2]^{1/2}} - 1 \tag{11-98}$$

这些关系式适用于当 $\lambda>2d$ 时由宽度为 a 和间隔为 d 的细金属条制成的线栅。当 $\lambda>2d$ 时，方程（11-96）和（11-97）的误差小于 1%，而当 $\lambda>d$ 时认为误差小于 5%，但对于更短的波长误差要增大。

当金属条的宽度等于条之间的间隔宽度时（$d=2a$），则因 $d-a=a=d/2$，方程（11-96）和（11-97）可以大大地简化为

$$B = \frac{d}{\lambda}\left[0.3466 + \frac{0.25Q_2}{1+0.25Q_2} + 0.003906\left(\frac{d}{\lambda}\right)^2\right] \tag{11-99}$$

$$A = \frac{1}{4B} \tag{11-100}$$

这个情况已被奥顿证明是提供尽可能宽的有用波长范围的最佳情况。方程（11-99）和（11-100）适合于线栅特性的大部分计算。然而，许多线栅在实际使用中比较更象金属线而不象在推导中假定的平金属条。对于金属线可得到类似于方程（11-96）和（11-97）的表式，但是这些式子含有无穷级数之和，不便于计算。

图 11-44 表示的是主透射比和消光比作为 λ/d 的函数对不同的 n 值由方程（11-99）和（11-100）计算的值。显然，已知的线栅会起到有效起偏器的作用的最短波长为 $\lambda\approx 2d$；再者，最好的性能是用最低折射率的基底获得的。由于基底材料中的吸收已被忽略，所以对于实际材料所测量的主透射比要低于计算值，但消光比应当不受影响。如果必须使用高折射率基底如硅或锗，则在基底上淀积导体条以前，先镀上减反膜，线栅的性能可大大地改善，因为完全减反的基底作用如同一个无支座的线栅。然而，如果减反层复盖在栅条之上，则 $(T_1)_\perp$ 和 $(T_2)_\parallel$ 的表示式变成[64]

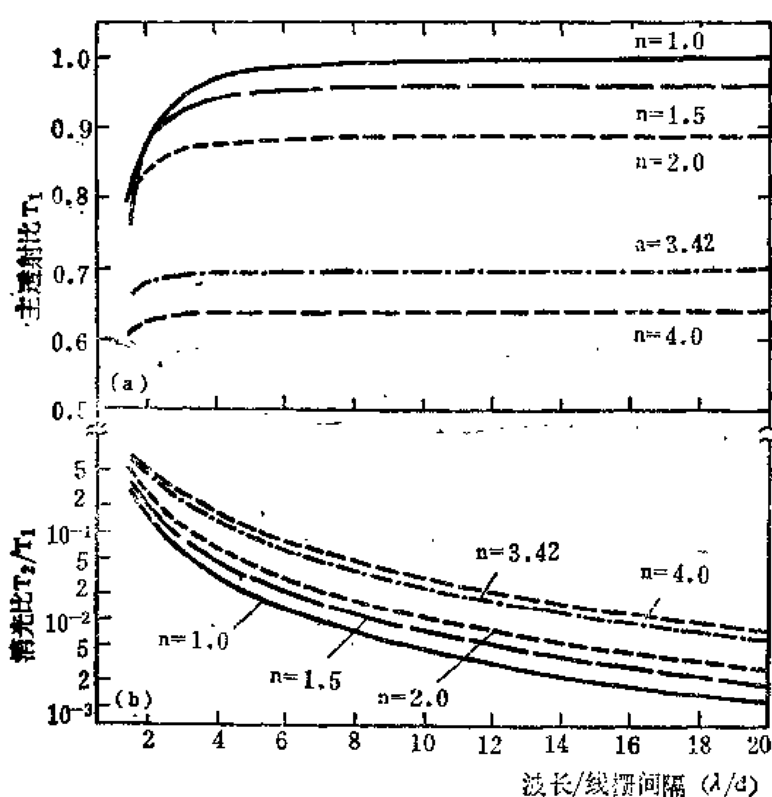


图 11-44　对于基底的不同 n 值由方程（11-94）、（11-95）、（11-99）和（11-100）计算的 (a) 主透射比和 (b) 消光比依赖于 λ/d 的关系曲线。基底折射率近似地等于减反基底空气、有机塑料、氯化银、硅和锗的折射率。

$$(T_1)_\perp=\frac{4n^2A^2}{1+4n^2A^2} \tag{11-101}$$

$$(T_2)_\parallel=\frac{4n^2B^2}{1+4n^2B^2} \tag{11-102}$$

如果 $\lambda\gg d$，$(T_1)_\perp$ 趋近于 1，$(T_2)_\parallel$ 趋近于无支座线栅的 $(T_2)_\parallel$ 值的 n^2 倍。消光比也比减反基底上的线栅的消光比增大到 n^2 倍，所以由金属条制成线栅而后减反的起偏器要比减反层在线栅与基底之间的起偏器坏得多。

已经制出的不同线栅起偏器列于表 11-5 中，其中几种的主透射比和消光比已表示在图 11-41 和图 11-43 中。

线栅间隔为 1.69 微米和小于 1.69 微米的起偏器，都是把线栅材料以很斜的角度蒸发到光栅表面而成，这光栅是用适当的基底材料（溴化银、Kel-F、聚甲基丙烯酸甲酯等）复制成的衍射光栅，或者是直接在基底（Irtran 2 和 Irtran 4）上刻划。斜角蒸发（与表面成

8—12°角）在刻槽顶端产生金属线，其作用如同理论的导体条，而其余部分未镀上，金属条之间成为透明区域。较大的线栅间隔（4—25.4微米）用光刻法制造，一个25.4微米间隔的线栅是用电铸成型法制成的。

表 11-5 线栅起偏器的类型

线栅间隔（微米）	线栅材料	基底	波长范围（微米）
0.347	蒸发 Au	氯化银	2.5—30
0.463	蒸发 Au	Kel-F❶	1.5—10 ❸
0.463	蒸发 Al	Kel-F	0.7—15 ❸
0.463	蒸发 Al	聚甲基丙烯酸甲酯	1—4000❶
1.67	蒸发 Al	Irtran 2❷	6—11
1.67	蒸发 Al	Irtran 4	8—19
1.69	蒸发 Al	聚乙烯	2.9—200❺
2	蒸发 Cr	硅	10.6
4	光刻 Al	聚乙烯	>16
5.1	光刻 Al	硅	54.6
10	光刻 Al	聚乙烯	>16
25.4	光刻 Al	硅	54.6
25.4	蒸发 Au	聚酯薄膜	>60
317	直径152微米钨丝	空气	40～300

❶聚三氟氯化乙烯聚合体。
❷Irtran光学材料见第二十四章。
❸接近8.3和10.5微米有强吸收带。
❹在5.7与12.5微米之间有强吸收带。
❺在6与15.5微米之间有吸收带。

如果线栅起偏器用于近红外区，线栅间隔应尽可能小。伯德和帕里什[65]用镀铝的Kel-F基底成功地在2—6微米波长区域得到非常好的消光比（见图11-41和11-43）；但是Kel-F在7.7—9.2和10.0—11.0微米有吸收带，使得起偏器在这些区域不能用，但它能用于更长的波长区域，可达到25微米。聚乙烯是一种很好的基底材料，因为它比Kel-F有更少的吸收带，但是它在一般溶剂中不溶解，用来制造复制光栅有很多困难。然而，对于光刻的线栅来说，它是一种极好的基底材料。

对于大于24微米的红外波长，如果基底的折射率是1.5，例如聚乙烯，则具有1微米线宽（接近于目前光刻方法的极限）和2微米间隔的光刻线栅，应有5×10^{-3}或更好的消光比。当波长增加时，消光比继续下降，即偏振性质改进。在很长的波长时，具有较大间隔的线栅也会有高偏振度。重要的因素是波长与线栅间隔的比值，这个比值应当保持尽可能大（见图11-44(*b*)）。

线栅起偏器的一个明显的优点是它可用于锐会聚光束，即可用于高数值孔径的系统。杨等人发现，在波长12微米入射角从0°变到45°，Irtran 2起偏器的偏振度没有降低。然而透射比却由垂直入射时的0.55降低到在45°入射时的0.40以下。

如果线栅用于单一波长，则我们可以利用基底的干涉效应来增加透射。如果基底具有完

全平行的平面，则它起法布里-珀罗干涉仪的作用，当厚度与折射率的乘积的二倍等于波长的整数倍时，透射光量最大。奥顿使用的 0.25 毫米厚的压缩聚乙烯基底，不够均匀，难以显示出干涉效应，但是衬在电铸成型的线栅背面的聚酯薄膜能显出干涉效应。

近来发展了两相层状共晶体，它是由细针状导体材料嵌入到透明基体而成。这种材料是由存在单向温度梯度的受控冷却过程制成的。这个冷却法使导电针的取向平行于温度梯度，所以这样的材料能起线栅起偏器的作用。韦斯及其同事[67]已生长成 InSb 和 NiSb 共晶合金，其中 NiSb 导电针的直径接近于 1 微米，长度接近于 50 微米。偏振度超过 99%。包含 Ni、Fe、Mn、Cr 和 Co（或它们的化合物）的导电类针状晶体的 InAs、GaSb 和 InSb 的其它共晶合金也进行过研究。威德及其同事[68]蒸发 InSb 膜并用电子束微区结晶法生长锑层。在 InSb 基体内部的导电层如同线栅一样，它在 InSb 的吸收限以外产生平面偏振光。对于比 5 微米左右更长的波长，透射光的偏振垂直于导电层，并且典型的薄膜具有 $a\approx1.2$ 微米和 $d\approx2.7$ 微米。戴维斯等人[68]在波长 11 微米对其中一个薄膜测量的最大主透射比为 0.19，消光比为 0.10；导电层的有序度进一步提高，这些值还可改善。这种类型起偏器的优点是在某一特定的波长上，例如在 CO_2 激光谱线的波长上，选择 InSb 薄膜的厚度以使干涉最大，能使起偏器的性能达到最佳。

总之，线栅是很有用的红外起偏器，特别是对于波长比线栅间隔大得多的情况。线栅是紧凑的，易旋转的，且可用于锐会聚光束。线栅的主要优点是波带极宽，在整个波带内都有很好的起偏性质。长波限由基底材料的透射决定，而不是由线栅偏振的丧失决定。短波限是由线栅间隔决定的；如果具有较小间隔的光栅能够成功地复制和镀膜，则短波限可以延伸到接近于可见区域。

产生平面偏振光的另一个可能的方法是使用衍射光栅或小阶梯光栅。衍射光栅反射的光是偏振的，但是效应是微弱的，并且与波长极为有关。实验证明，偏振度 $(I_\perp - I_\parallel)/(I_\perp - I_\parallel)$ 通常为正，对于闪耀光栅来说当角度大于闪耀角时，偏振度随光栅角的增大而增大（$I_\perp$ 和 $I_\parallel$ 分别是垂直和平行于光栅刻槽而偏振的衍射光能通量）。李和尼奥[69]指出对于 100 线条/毫米的光栅在贝克曼 IR-12 型分光计观察到了这个经验定则。

与衍射光栅相反，小阶梯光栅产生明显的平面偏振光。彼得斯等人[70]在研究 3 厘米微波从小阶梯光栅的第一级反射时，发现 E 矢量垂直于刻槽的波与 E 矢量平行于刻槽的波相比有更高的反射。（这个效应与由线栅所得到的相反，由线栅反射的偏振分量，其 E 矢量的振动平行于线栅。）哈德尼等人使用小阶梯光栅在零级用作 100～300 微米远红外区域的滤光器，这是由于它强烈反射 E 矢量垂直于划线的偏振光，但只微弱反射 E 矢量平行于划线的光。在红外区可用小阶梯光栅的零级和第一级观察到偏振效应。

一般来说，由于偏振效应常常与光栅的反常有关，所以人们设法避免衍射光的偏振以获得炫耀光栅的高效率。

六、不完全起偏器的偏振测量

当测定一个不完全起偏器的主透射比、消光比和其他性质时，光源的偏振、仪器的偏振和探测器对于偏振面的敏感性，可以进行测量，也可以从计算中加以消除。只要用一辅助起偏器，其偏振度比所要测量的起偏器的偏振度高得多，就能容易做到。此时，可将“完全”

起偏器置于光束中，待测起偏器的透射比 T_1 和 T_2 就能直接测量●。光源的偏振、仪器的偏振以及探测器响应随同偏振面的变化等，能够总合成一个乘积。如果这个乘积在水平面内和在竖直面内不同，则当"完全"起偏器在水平取向和在竖直取向时获得的信号比将不等于一。人们始终应当取比最少次数多的测量次数，亦即引入冗余度，从而确信没有系统误差出现。

如果得不到高质量的起偏器，可用未知其特性的两个起偏器来代替。测定起偏器的起偏性质和仪器的偏振有几种方法。这些方法可概括为两种情况：①相同的起偏器，②不同的起偏器。本节将描述测定相同起偏器的性质的两种方法：测定 T_1 和 T_2 的鲁普雷希特等人的方法[61]和测定消光比 T_2/T_1 及仪器偏振的阿拉卡瓦等人的方法[71]。测定不相同起偏器的性质的方法比较复杂。得出每一个起偏器的消光比和仪器偏振的哈姆等人的方法看来比较简捷，我们将详细描述；并将给出库多等人[72]方法的要点。

这些方法对于任何类型的不完全起偏器都是适用的，其中包括将在第四节描述的非正人射的反射和透射起偏器，而对于以上描述的平面型二向色起偏器和衍射型起偏器特别适用。二向色起偏器的主透射比 T_1 是当 E 矢量垂直于伸长方向时透射光的分数；对于热解石墨起偏器来说，T_1 是 E 矢量平行于 c 方向时的透射比；而对于线栅起偏器来说，当 $\lambda \gg d$（d 为线栅间隔）时，T_1 是 E 矢量垂直于栅线方向时的透射比。

在理想的实验装置中，光源是非偏振的，分光计或单色器不产生任何偏振，并且探测器对于投射在它上面的光的偏振面是不敏感的。大多数光源（激光除外）只是略有些偏振，而光栅、棱镜和光学仪器中的离轴反射镜能产生明显的偏振。格鲁姆和科斯塔[73]测量了几种商品分光光度计的偏振百分比，某些类型的光电倍增管也显示出对偏振的敏感性[74]。假定把强度为 I_0 的几乎不偏振的光源看成是这样的光源，它发射出在水平面偏振的强度为 $\frac{1}{2}I_0\alpha$（这里 $\alpha \approx 1$）的平面偏振光和在竖直面偏振的强度为 $\frac{1}{2}I_0(2-\alpha)$ 的平面偏振光。再假定在水平面内仪器的透射分数为 β，探测器的响应函数为 γ，这里 γ 是对水平偏振光的响应除以对竖直偏振光的响应。于是对于水平偏振光，探测器的信号正比于 $\frac{1}{2}I_0\alpha\beta\gamma$，而对于竖直偏振光，探测器的信号正比于 $\frac{1}{2}I_0(2-\alpha)\delta$，（$\delta$ 是相对于竖直平面的仪器透射比）。因于 α、β、γ 和 δ 可归并在项 T_h 和 T_v 中，T_h 和 T_v 分别是水平偏振光和竖直偏振光的有效透射比。因此，当光束中不存在起偏器时，测得的信号为：

$$S_0 = \frac{1}{2}(T_h + T_v)I_0 \tag{11-103}$$

I_0 表示光源的总强度，$\frac{1}{2}I_0T_h$ 和 $\frac{1}{2}I_0T_v$ 分别是透过的水平分量和竖直分量。

在下面的推导中，假定两个起偏器是相同的，我们将得到 T_1 和 T_2 的表达式，从而能够确定消光比或偏振度。将一个起偏器放置在光束中，使它的主透射比方向水平。所测得的探测器信号是 S_h：

$$S_h = \frac{1}{2}I_0(T_hT_1 + T_vT_2) \tag{11-104}$$

●当采用空气间隔起偏棱镜时，应特别留心不要超过棱镜的接收角。

当起偏器竖直取向时，探测器信号 S_v 是

$$S_v=\frac{1}{2}I_0(T_vT_1+T_hT_2) \tag{11-105}$$

常常测量比值 S_h/S_0 和 S_v/S_0 以消除光源的不稳定性问题。于是，由方程（11-103）、（11-104）和（11-105）得

$$\frac{S_h}{S_0}+\frac{S_v}{S_0}=\frac{S_h+S_v}{S_0}=T_1+T_2 \tag{11-106}$$

然后将两个起偏器插入光束中，使它们的最大透射轴相互正交。探测器信号 S_{hv} 为

$$S_{hv}=\frac{1}{2}I_0(T_hT_1T_2+T_vT_2T_1) \tag{11-107}$$

比值 S_{hv}/S_0 化为

$$\frac{S_{hv}}{S_0}=T_1T_2 \tag{11-108}$$

由方程（11-106）和（11-108）可求出 T_1 和 T_2：

$$T_1=\frac{S_h+S_v}{2S_0}\left\{1+\left[1-\frac{4S_0S_{hv}}{(S_h+S_v)^2}\right]^{\frac{1}{2}}\right\}\approx\frac{S_h+S_v}{S_0}-\frac{S_{hv}}{S_0}\frac{S_0}{S_h+S_v} \tag{11-109}$$

$$T_2=\frac{S_h+S_v}{2S_0}\left\{1-\left[1-\frac{4S_0S_{hv}}{(S_h+S_v)^2}\right]^{\frac{1}{2}}\right\}\approx\frac{S_{hv}}{S_0}\frac{S_0}{S_h+S_v} \tag{11-110}$$

当 $4S_0S_{hv}/(S_h+S_v)^2\ll1$ 时，上面的近似才成立。

通常人们最关心的是用消光比或者用偏振度来表明起偏器的特性。消光比 ρ_p 是

$$\rho_p=\frac{T_2}{T_1}\approx\frac{1}{[(S_h+S_v)/S_0]^2(S_0/S_{hv})-1} \tag{11-111}$$

偏振度 P 是●

$$P=\frac{T_1-T_2}{T_1+T_2}\approx1-2\frac{S_{hv}}{S_0}\left(\frac{S_0}{S_h+S_v}\right)^2 \tag{11-112}$$

所以，如果两个起偏器严格相同，只需测量出 S_h/S_0、S_v/S_0 和 S_{hv}/S_0 即可。当然，如果要复核，也可测量 S_{hh}/S_0 和 S_{vv}/S_0。此二比值是当两个起偏器的轴相互平行并且是水平取向或竖直取向时而获得的。相应的关系为

$$S_{hh}=\frac{1}{2}I_0(T_hT_1^2+T_vT_2^2) \tag{11-113}$$

和

$$S_{vv}=\frac{1}{2}I_0(T_vT_1^2+T_hT_2^2) \tag{11-114}$$

因此

$$\frac{S_{hh}}{S_0}+\frac{S_{vv}}{S_0}=\frac{S_{hh}+S_{vv}}{S_0}=T_1^2+T_2^2 \tag{11-115}$$

由方程（11-106）、（11-108）和（11-115）容易证明

$$\left(\frac{S_h+S_v}{S_0}\right)^2-2\frac{S_{hv}}{S_0}=\frac{S_{hh}+S_{vv}}{S_0} \tag{11-116}$$

●鲁普雷希特[75]、杨[76]以及其他一些人定义偏振度为 $T_1/(T_1+T_2)$，因而这样定义的 P 值范围为0.5到1.0而不是用方程（11-60）和（11-112）定义的 P 值范围从 0 到 1.0。

如果这个关系式得到满足，则测量的可靠性增加。

对于两个相同的起偏器，霍顿等人[71]给出了测定消光比和仪器偏振的另一种方法。一个起偏器安放在仪器中，直接测量 S_h 与 S_v 的比值。假定光源的强度不变化，则

$$\frac{S_h}{S_v}=\frac{T_hT_1+T_vT_2}{T_vT_1+T_hT_2}=\frac{\rho_{hv}+\rho_p}{1+\rho_{hv}\rho_p} \tag{11-117}$$

式中仪器偏振 $\rho_{hv}=T_h/T_v$，消光比 $\rho_p=T_2/T_1$。然后将两个起偏器放置在仪器中，测量比值 S_{hv}/S_{vv}：

$$\frac{S_{hv}}{S_{vv}}=\frac{T_hT_1T_2+T_vT_2T_1}{T_vT_1^2+T_hT_2^2}=\frac{\rho_{hv}\rho_p+\rho_p}{1+\rho_{hv}\rho_p^2} \tag{11-118}$$

ρ_p 的方程是三次的，但由于 $\rho_p \ll 1$ 和 $\rho_{hv}\approx 1$，可得到近似的关系式。方程式（11-117）给出

$$\rho_{hv}\approx\frac{S_h}{S_v} \tag{11-119}$$

并且由方程（11-118）得到

$$\rho_{hv}\rho_p+\rho_p\approx\frac{S_{hv}}{S_{vv}} \tag{11-120}$$

从而推得

$$\rho_p\approx\frac{S_{hv}/S_{vv}}{1+S_h/S_v} \tag{11-121}$$

取与水平轴和竖直轴成 45° 的方向进行测量，也能近似地消除仪器的偏振效应。查尼[8]描述了获得片堆起偏器透射比的方法，这方法采用了两种取向的强度比 S_{vh}/S_{vv}：①一个起偏器的取向平行于分光计的狭缝，②起偏器的取向都与狭缝成 45°。

如果两个起偏器不相同，或者它们不容易从光束中移开，哈姆等人[77]提出的方法能够用于确定每一个起偏器的消光比和仪器的偏振。可采取四次测量：

$$\left.\begin{aligned}
S_{vv}&=\frac{1}{2}I_0(T_vT_1T_1'+T_hT_2T_2')\\
S_{hh}&=\frac{1}{2}I_0(T_vT_2T_2'+T_hT_1T_1')\\
S_{vh}&=\frac{1}{2}I_0(T_vT_1T_2'+T_hT_2T_1')\\
S_{hv}&=\frac{1}{2}I_0(T_vT_2T_1'+T_hT_1T_2')
\end{aligned}\right\} \tag{11-122}$$

T_1 和 T_2 表示起偏器 A 的透射比；T_1' 和 T_2' 表示起偏器 B 的透射比。量 S_{vh} 和 S_{hv} 是当起偏器 A 和 B 成正交时的测量值：对于 S_{vh} 的测量，起偏器 A 的主透射比轴线是竖直的，而对于 S_{hv} 的测量它是水平的。（在所有四次测量中，假定光源具有恒定的光输出，从而使方程中的 I_0 保持相等。）方程组（11-122）可用两个起偏器的消光比 $\rho_p=T_2/T_2$ 和 $\rho_p'=T_2'/T_1'$ 以及仪器的偏振 $\rho_{hv}=T_h/T_v$ 表示如下：

$$\begin{aligned}
S_{vv}&=\frac{1}{2}I_0T_vT_1T_1'(1+\rho_{hv}\rho_p\rho_p')\\
S_{hh}&=\frac{1}{2}I_0T_vT_1T_1'(\rho_p\rho_p'+\rho_{hv})
\end{aligned} \tag{11-123}$$

$$S_{vh}=\frac{1}{2}I_0T_vT_1T_1'(\rho_p'+\rho_{hv}\rho_p)$$

$$S_{hv}=\frac{1}{2}I_0T_vT_1T_1'(\rho_p+\rho_{hv}\rho_p')$$

这些方程包含四个未知量，ρ_p、ρ_p'、ρ_{hv} 和右端第一项，因此可获得如下的解：

$$\rho_p=a-(a^2-1)^{\frac{1}{2}}$$
$$\rho_p'=b-(b^2-1)^{\frac{1}{2}} \tag{11-124}$$
$$\rho_{hv}=c\pm(c^2-1)^{\frac{1}{2}}$$

式中

$$a=\frac{1}{2}\frac{S_{vv}^2-S_{hh}^2-S_{vh}^2+S_{hv}^2}{S_{vv}S_{hv}-S_{hh}S_{vh}}$$
$$b=\frac{1}{2}\frac{S_{vv}^2-S_{hh}^2+S_{vh}^2-S_{hv}^2}{S_{vv}S_{vh}-S_{hh}S_{hv}} \tag{11-125}$$
$$c=\frac{1}{2}\frac{S_{vv}^2+S_{hh}^2-S_{vh}^2-S_{hv}^2}{S_{vv}S_{hh}-S_{vh}S_{hv}}$$

消光比 ρ_p 和 ρ_p' 都小于1，但仪器的偏振 ρ_{hv} 可以小于1也可以大于1。如果 S_{vv} 小于（大于）S_{hh}，则 ρ_{hv} 的表达式中采用正号（负号）。如果两个起偏器相同，则

$$\rho_p=\rho_p',\quad S_{vh}=S_{hv}$$
$$a=b=\frac{1}{2}\frac{S_{vv}+S_{hh}}{S_{vh}} \tag{11-126}$$
$$c=\frac{1}{2}\frac{S_{vv}^2+S_{hh}^2-2S_{vh}^2}{S_{vv}S_{hh}-S_{vh}^2}$$

在进行 S_{vv}，S_{hh}，S_{vh} 和 S_{hv} 的测量中，需要有好的信噪比，因为在方程组（11-124）和（11-125）中，a，b，和 c 的分子和分母中都含有被测量的差。而且，在整个四次测量期间光源的强度必须保持不变，以满足联立方程组的条件。

一旦两个起偏器的消光比被确定，它们的透射比就容易获得。根据方程（11-106），通过测量 S_h，S_v，S_h'，S_v' 和 S_0（带撇的量是对起偏器 B 而言的），就能得到 T_1+T_2 和 $T_1'+T_2'$。然后我们能解出 T_1 和 T_2：

$$T_1=\frac{(S_h+S_v)/S_0}{1+\rho_p}$$
$$T_2=\frac{\rho_p(S_h+S_v)/S_0}{1+\rho_p} \tag{11-127}$$

对于 T_1' 和 T_2' 可得到类似的表达式：

$$T_1'=\frac{(S_h'+S_v')/S_0}{1+\rho_p'}$$
$$T_2'=\frac{\rho_p'(S_h'+S_v')/S_0}{1+\rho_p'} \tag{11-128}$$

杨等人[76]给出了由方程（11-122）、（11-103）～（11-105）以及 S_h' 和 S_v' 的类似方程确定 T_1，T_2，T_1' 和 T_2' 的另一方法。应用库多等人[72]的方法，同样的九个量的组合能够用来计算 ρ_p，ρ_p'，ρ_{hv} 和两个起偏器的透射比。根据比值 S_h/S_v，S_h'/S_v' 以及根据 S_{hh}/S_{vh} 或根据 S_{hv}/S_{vv} 确定消光比和仪器的偏振，无论那个都需要有较好的信噪比。为了消除光源强

度的起伏，S_h/S_0，S_v/S_0，S'_h/S_0 和 S'_v/S_0 的实际测量是在双光束仪器中完成的。量 S_{hh}/S_{vh} 的信噪比由于测量 S_{hh}/S_h 和 S_{vh}/S_h 然后将一个量用另一量来除而得到改善。与此类同，S_{hv}/S_{vv} 由比值 S_{hv}/S'_v 和 S_{vv}/S'_v 获得。当测量一个性能较好的起偏器的消光比时，库多建议使用一个性能相当差的起偏器作起偏器 B。在这个方法中，当两个起偏器正交时将透过更多的光，从而使信噪比得到显著改善。即使光源强烈起伏（例如在光栅单色仪中）库多的方法还可给出 ρ_{hv} 的准确值。

第四节 非正入射起偏器

本节讨论由若干平面片在非正入射的情况下反射或透射而产生光的偏振的起偏器。这类起偏器叫做片堆起偏器，又因为大多数这类起偏器是在接近于布儒斯特角或起偏角的角度下使用的[见方程（11-48）]，所以也常把它们叫做布儒斯特角起偏器。这类起偏器主要用于红外和紫外光谱区域，在此区域二向色片状起偏器和方解石棱镜起偏器已不能应用。

大多数片堆起偏器用于照明如摄谱仪、分光光度计等这样的仪器，这些仪器包含棱镜或光栅，有几次非正入射的反射。这些仪器可以产生明显的光束偏振。当选择起偏器的取向时，应当考虑仪器的起偏性质，以使二者互相增强。在如利特罗摄谱仪这样的仪器中，光束以接近于布儒斯特角的角度四次穿过棱镜，如果只需定性的结果，则仪器的起偏性已达足够的程度而不必要有起偏器。

一、布儒斯特角反射起偏器

大多数反射型起偏器由不吸收的片或只轻微吸收的片制成。例如用于红外的有锗、硒、氯化银和塑料片起偏器，用于真空紫外的有 LiF，CaF_2，Al_2O_3，MgF_2 等材料的起偏器。金属膜，特别是 Au，Ag 和 Al 膜，往往在极端紫外区用作起偏器，在这个区域所有材料都强烈吸收。反射型起偏器的起偏效率可用第三节六中所述的任何一种方法实验测定；专门为这个类型的起偏器发展了哈姆法[77]、霍顿法[71]、施莱德曼和斯基鲍斯基法[78]。消光比和“透射比”也能直接由菲涅耳方程计算。对于不吸收的或轻微吸收的片可作某些简化。

方程（11-20）和（11-21）对于振动垂直于入射平面（s 分量）和平行于入射平面（p 分量）的光，给出了强度反射系数 R_S 和 R_P 的值。这两个方程中的折射角 θ_1 与材料的折射率 n 的关系由斯涅耳定律[见方程（11-15）●]决定。在布儒斯特角时，$R_p=0$，所以原则上反射光是完全平面偏振的。这是所有布儒斯特角反射起偏器的基础。

现在我们研究反射起偏器的特性是怎样依赖于其折射率的。在图 11-45 中画着对于不同折射率值的反射比 R_s 和 R_p，这些折射率值能代表紫外区的卤化碱和红外区的塑料片材料、氯化银、硒和锗的折射率。图中表示了由方程（11-48）得到的布儒斯特角以及在布儒斯特角时 R_s 的大小。图 11-46 给出了在布儒斯特角时的 R_s 值和折射率的函数关系。由这些图看出，如果光是由不吸收材料一次反射而起偏，则折射率最大的起偏器具有最大的聚光本领。在反射起偏器中，量 R_s 基本上是起偏器的主“透射比”[方程（11-55）到（11-65）中的 T_1]，除非必须乘以用来使光束返回其轴向位置的任意其他反射镜的反射比。

●我们假定入射媒质是空气，$n_0=1$；$n_1=n$，n 是材料的折射率。

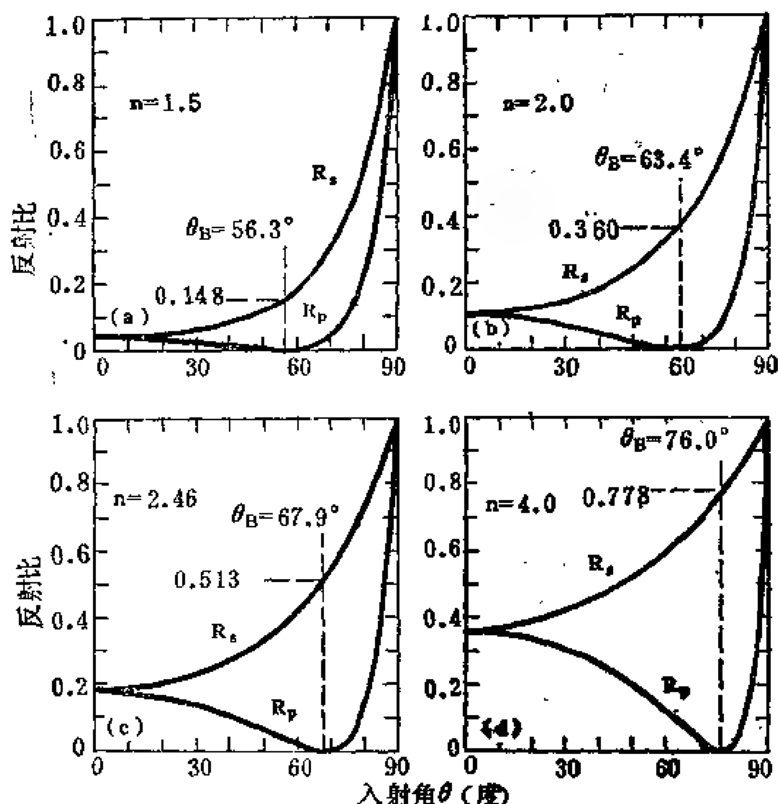


图 11-45　由具有不同折射率 n 的材料反射时，平行于入射面偏振的光的反射比 R_p 和垂直于入射面偏振的光的反射比 R_s，它们是入射角的函数：(a) $n=1.5$（卤化碱在紫外区，塑料片在红外区），(b) $n=2.0$（AgCl 在红外区），(c) $n=2.46$（Se 在红外区），(d) $n=4.0$（Ge 在红外区）。还表示出布儒斯特角 θ_B（在此角时 R_p 变为零）和在 θ_B 时 R_s 的大小。

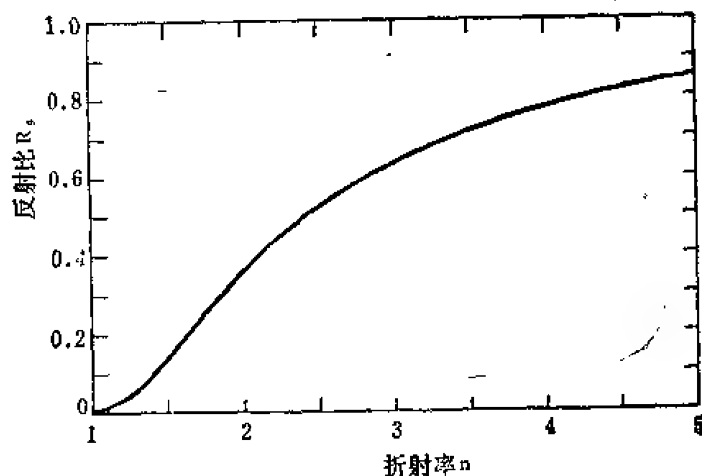


图 11-46　在布儒斯特角时的反射比 R_s，它是材料折射率 n 的函数。

反射比 R_p 可等于起偏器的最小"透射比" T_2，于是反射起偏器的消光比 ρ_p[方程（11-61）]为 $\rho_p=R_p/R_s$。如果 R_p 在布儒斯特角时确实为零，则对于所有材料消光比都等于零而与 n 值无关。这些结果用另一种方式表示在图 11-47 中，在这个图中画出了对应四个 n 值的 R_s 和 R_p/R_s 作为入射角函数的图线。如果消光比已定，例如 10^{-3}（相应的偏振度为百分之 99.8，见方程（11-62 和图 11-42），则光束的会聚角必须这样小，其所有入射角都在布儒斯特角附近约 ±1° 范围以内。在此情况下，会聚角只微弱地依赖于折射率，它由 $n=1.5$ 时

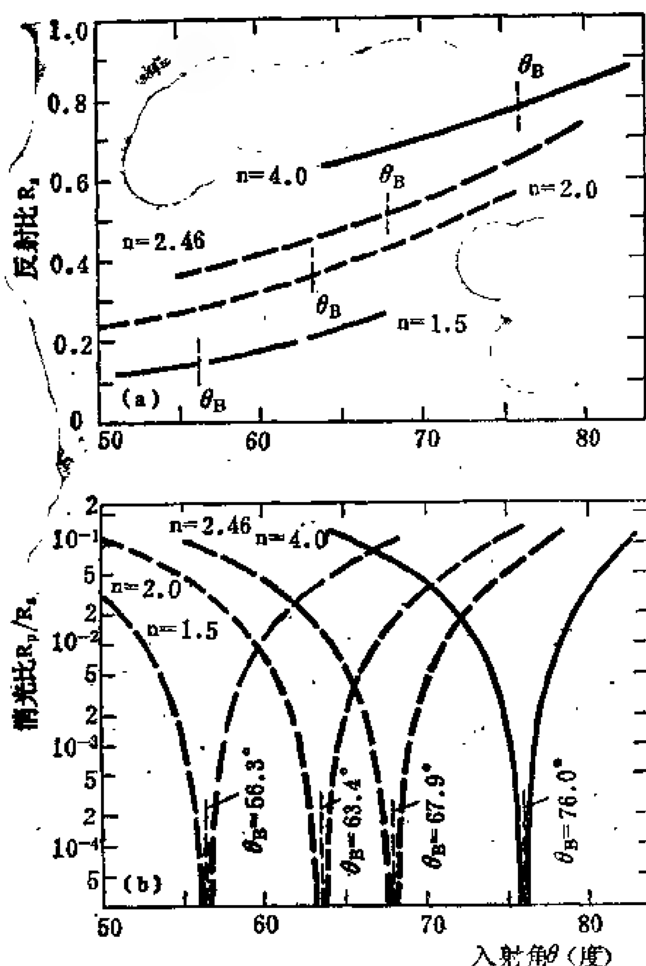


图 11-47　不同折射率的材料在接近于布儒斯特角 θ_B 的角度时的 (a) 反射比 R_s 和 (b) 消光比 R_p/R_s。假定材料只有一个表面。

的±1.2°变到 $n=4.0$ 时的±0.8°。

如果对会聚角较大的光束要求有好的消光比，可利用两次起偏反射。这样一来，图 11-47(b) 中的所有指数都成为二倍，消光比不变，所需的会聚角要大大增加。为了用两次反射获得10^{-3}的消光比，入射角必须在n值小于 3.5 的布儒斯特角附近的±6°左右以内；而对于 $n=4$，则反射角范围略减，并且变得更不对称（+4.0和-5.2°）。由起偏材料两次反射的缺点是聚光本领减小。在图11-47(a)中的所有 R_s 值要取平方，于是对于 $n=4$，$R_s=0.78$，而 $R_s^2=0.61$；对于较小的折射率，聚光本领减小更多。

虽然在许多情况下一个片内的多次反射降低了它的起偏性能，但对于布儒斯特角反射起偏器来说不是这样。在图 11-48 中画着在材料表面一次反射和在这个材料平行平面片内多次反射时对于 $n=1.5$ 和 $n=4.0$ 的 R_s 和 R_p/R_s。在平行平面片的情况下，假定为多次内反射而且没有干涉或吸收，则

$$(R_{s,p})_R=\frac{2R_{s,p}}{1+R_{s,p}}\qquad(11\text{-}129)$$

其中 R_s 和 R_p 由方程（11-20）和（11-21）给定。注意多次反射对消光比有轻微的影响，而使 R_s 增大是明显的。为了满足方程（11-129）的条件，片必须有平行平面的两侧面，并且无衬底。例如在另一个衬底上的硒膜或锗膜是不行的，因为在第二表面上的布儒斯特角不同于在前表面上的布儒斯特角。我们还假定片是厚的或不均匀的，足可忽略片内的干涉效应。

所有以上讨论严格地说只适用于不吸收材料。如果存在小量的吸收，R_p 有极接近于零的最小值，材料仍能制成好的反射起偏器。然而如果消光系数变为相当大，则 R_p 的最小值增大，并且起偏效率降低。参看图 11-2 即可粗略知道，对于给定的一组光学常数有怎样的比值 R_p/R_s。R_p 和 R_s 的精确值可由 n 和 k 利用方程（11-45），（11-46），（11-31）以及第一节二中的其他有关的关系式计算出。当选择用作金属反射起偏器的材料时，需要R_s与 R_p 之间有最大的差值以及 R_p 在最小值时有最小的数值。所以，理想中 n 应远大于k。

用于红外的布儒斯特角反射起偏器几乎全由半导体硒和锗制成，这些材料在它们的吸收限以外是透明的，并且有高折射率。表 11-6 列举了各种红外起偏器。除了哈利克[79]描述的 Ge-Hg 起偏器以外，全部涉及外反射。在 Ge-Hg 起偏器中光在锗棒内受到两次或四次反射。虽然这个型式的起偏器有引人注目的特点，但它要求材料保持偏振不变，所以必须格外小心以获得具有最小应变双折射的锗。

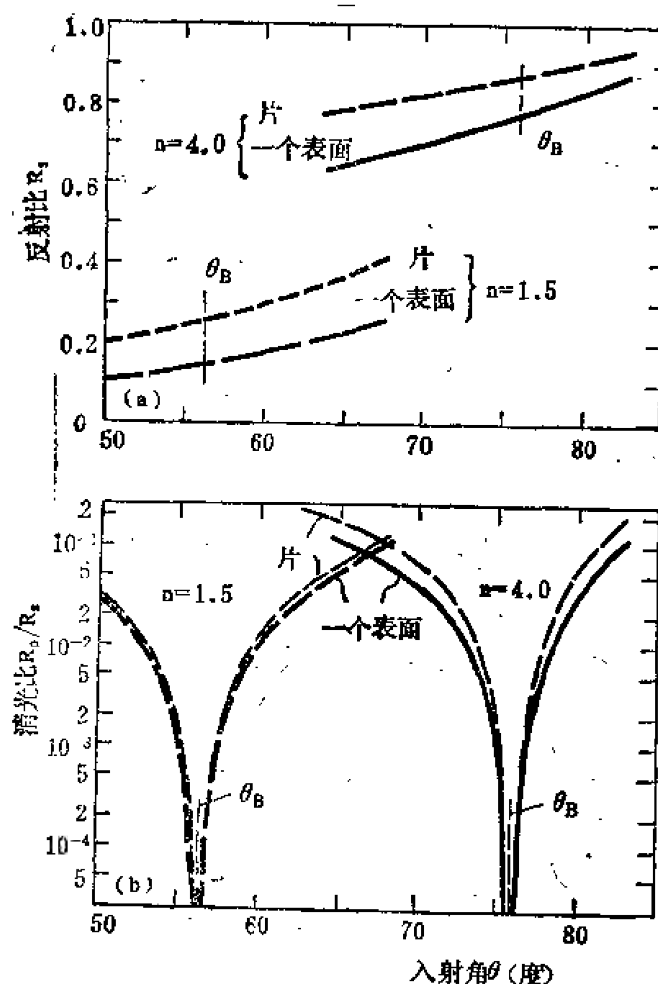


图11-48　折射率为1.5和4.0的材料在布儒斯特角θ_B附近的角度时的(a)反射比R_s和(b)消光比R_p/R_s。较低的曲线是由材料的一个表面反射得到的，较高的曲线是由材料的平行平面片多次反射并假定在材料内无干涉而得到的。

表 11-6　红外布儒斯特角反射起偏器[80]

材　料	说　　　明
Ge-Hg	在浸入Hg中的Ge中多次内反射
Ge	由1厘米厚抛光的Ge单晶一次外反射
Ge	建议两个平行和逆平行装置的Ge片
Ge	双光束系统；光束1单次反射；光束2一次透射，一次反射
Ge	由两个Ge劈和两个Al反射镜反射的轴向装置
Se	由毛玻璃片上两个铸硒膜反射
Se	由蒸发在NaCl上的两个Se膜和一个Ag反射镜反射的轴向装置
Se	由毛玻璃片上的蒸发Se膜一次或两次反射（附加由*Al*反射镜反射）的大孔径、轴向、百叶窗装置
Si	由抛光的单晶*Si*一次反射
Si	由两个*Al*反射镜和粗背面的抛光Si片反射的轴向装置
PbS	由两个化学淀积的PbS膜和一个Al膜反射的轴向装置

在紫外区，诸如 LiF，MgF_2，CaF_2，Al_2O_3 等材料，可在它们的透明波长区域用作起偏器。在 1000 到 6000 埃区域发现用黑云母作起偏器很好。在更短的波长区域，Au，Ag，Al 等金属已用作起偏器。表 11-7 列举了各种非正入射紫外反射起偏器以及用作（或建议用作）紫外起偏器的各种材料的计算和测量。

表 11-7 紫外反射起偏器和偏振测量[81]

材料	说明	波长范围（埃）
Al_2O_3, Al, Au, ZnS, 玻璃及其它	计算了一次反射的 Rs 和 (Rs/Rp) 最大依赖于波长的值	500—2000
Al_2O_3, Al, 玻璃及其他	计算了一次反射的 Rs和 (Rs－Rp)/(Rs＋Rp) 依赖于入射角的值；还计算了主角和相关角	584
Al_2O_3, CaF_2, LiF, 和派热克斯玻璃	测量了光学常数，计算了一次反射的 Rs 和 (Rs－Rp)/(Rs＋Sp) 依赖于入射角的值	200—2000
Al_2O_3和CaF_2	测量了一次反射的 (Rs－Rp)/(Rs＋Rp) 在选定的波长依赖于入射角的值；应用了两种材料作单次反射起偏器	1026—1600
LiF, Al_2O_3, MgF_2, SiO, ZnS	用单次反射 LiF 起偏器对各种材料在布儒斯特角测量 Rs 和Rs/Rp，最好的起偏器是Al_2O_3 和 MgF_2	1216
Al, Ag, Au, MgF_2, SiO, ZnS	测量了未镀膜的铝光栅的偏振和所有列举材料的光学常数	304—1216
Al, Au	由测量 Au 和熔凝氧化硅反射镜在 45° 时的反射比确定了镀 Au 光栅和镀 *Al* 光栅的偏振	600—2000
Al, Au, 玻璃	作为入射角的函数测量了 *Al*, *Au* 和玻璃的平均反射比和偏振度；测量了玻璃光栅和镀铝光栅的偏振	584
MgF_2	测量了在 60° 一次反射的比值 Rp/Rs，并且与计算作了比较	916，1095，
Au, Ag	测量了在 45° 一次反射的 Rp/Rs，并且与计算值作了比较；测量了镀铂光栅的 Rp/Rs	500—1300
Au	用在 60° 的单次反射 *Au* 反射镜作起偏器（布儒斯特角约为55°）	600—1200
Au	用八个在 60° 的 Au 反射镜的轴向装置作为起偏器和检偏器来测量同步辐射的偏振；确定了每个起偏器的起偏性能	500—1000
Au	制作了轴向三次反射 Au 起偏器；对于在 Au 片上的不同的入射角测量了消光比和透射	500—5000
黑云母	制作了轴向起偏器和检偏器，每个都以 61° 布儒斯特角由黑云母一次反射和由镀 Al 的 MgF_2 反射镜两次反射；测量了透射和消光比	1100—6000
黑云母	制作了两个起偏器：①轴向起偏器有由黑云母两次 60° 反射和由镀Al 的 MgF_2 30° 反射；②位移光束起偏器，有由两个黑云母片 60° 反射；测量了各种光栅的偏振度	1000—2000

最通用的非正入射反射起偏器不使光束由其轴向位置偏向或位移。一种方便的安排是对称的三次反射系统，其中光在三角形的一个边上入射，然后反射到三角形的另一边。如果要使起偏器有相当好的消光比，而且光束是高会聚的，则可由起偏材料两次反射，由镀银或镀铝反射镜作第三次反射。如果光束是高准直的或要求更大的光通量，则可由起偏材料只作一次反射。利用平面平行片起偏反射也可以增加光通量（见图 11-48）。对于反射起偏器来说，为了适合大横截面积而需装置很长。例如锗起偏器用在布儒斯特角（76°）时，若光束宽度约为 25 毫米，则每一个锗片约要 25×100 毫米，如果采用上述三次反射的轴向安排，

则起偏器的全长要大于 200 毫米。

艾贝耳条件[82]和它的一些应用，是布儒斯特角反射起偏器所讨论的重要内容。艾贝耳条件给出了介质或金属在 45° 入射角时的振幅反射比 r_s 与 r_p 的关系。在这个角度时，

$$r_s^2 = r_p \tag{11-130}$$

和

$$2\delta_s = \delta_p \tag{11-131}$$

式中 δ_p 和 δ_s 是反射时对 p 分量和 s 分量的绝对相变（见第一节二）。关系式（11-130）常适用于直接和振幅反射比有关的强度反射比 R_s 和 R_p [见方程（11-20）、（11-21）和（11-31）]。

舒尔茨和汤赫里尼[83]也发现了艾贝耳条件，他们用比值 $R_s^2/R_p = 1$ 作为评价反射表面的标准。他们发现表面粗糙可使比值很小，而把金属膜加热到超过 150℃以后冷却可使比值大于一。拉宾诺维奇等人[84]利用艾贝耳条件确定了他们的 Seya—Kamioka 真空紫外单色器的偏振度。当样片的入射面分别垂直于出射狭缝和平行于出射狭缝时，他们测量了样片在 45° 时的反射比。由这些测量根据艾贝耳条件他们推出仪器的偏振度。利用细心制备的全样片和利用熔凝氧化硅样片获得的仪器偏振度，其数值极为一致，这证明这两种样片的表面膜都未能使艾贝耳条件失效。（表面膜通常对艾贝耳条件在可见区域有轻微的影响，但在真空紫外区域这个影响变为重要。）哈姆等人[77]利用艾贝耳条件在 45° 入射角的非偏振光中决定了样片的反射比，即他们由测量消除了仪器偏振的影响。麦基尔拉斯[85]虽然没有这样提到艾贝耳条件，但他用艾贝耳条件校正了他的真空紫外仪器，从而测量了绝对反射比，办法是用 45° 入射角的样片确定仪器的偏振度。

二、布儒斯特角透射起偏器

为了克服反射型起偏器的光束偏向问题和起偏器过长，常常用布儒斯特角起偏器的透射光，特别是在红外区域可获得透明材料时。在布儒斯特角，可透射 p 分量的全部和 s 分量的一部分。因而要达到适当的偏振度，必须采用几个片，片的折射率越高，则所需要的片就越少。

布儒斯特角透射起偏器的理论直接由本节一中反射起偏器的理论推得。列入表 11-8 的关系式给出了在多次反射、干涉、吸收等情况下起偏器的 s 和 p 的透射比●。所有这些关系式都包含单一分界面上的反射比 R_s 和 R_p，R_s 和 R_p 的关系式在表的下部给出。

在布儒斯特角，单一分界面上的 R_p 等于零，片的透射比可用材料的折射率和片的数目来表示。在布儒斯特角 s 和 p 分量的透射比关系式在表 11-9 中给出。片堆偏振度可由普罗沃斯泰和德塞恩斯公式[86]计算，这个公式假设在所有表面之间的多次反射（即在片内和片之间的多次反射）是一无穷级数。这种假设对于大多数实际的透射起偏器是没有意义的。康恩和伊顿[87]已证明，假设在一个片中是非相干的多次反射而在片与片之间没有多次反射，则所得公式对于一个硝基清漆膜系列（$n = 1.54$）和一个八重硒膜系列能给出正确的偏振度，而普罗沃斯泰和德塞恩斯的公式所给数值太低了。光学系统中片之间多次反射光束的数目依赖于片之间的间距和用来限制光束数目的光阑。根据伯德和舒克利夫的建议，可采用扇形装置消除多次反射光束，而每个片内的内反射可用楔形片除去。

●起偏器中多次内反射光束是相干的并产生干涉效应的透射起偏器将在本节三中讨论。

表 11-8　用单一表面的R_s和Rp表示的单片和多片在任意入射角的透射比和偏振度[88][1]

类　别	单　片（两个表面） $(T_{s,p})$ 单片	m个片（$2m$ 个表面） $(T_{s,p})$多片	 $P=\dfrac{T_p-T_s}{T_p+T_s}=\dfrac{1-T_s/T_p}{1+T_s/T_p}$
单一透射光束，无多次反射，无吸收	$(1-R_{s,p})^2$	$(1-R_{s,p})^{2m}$ [2]	$\dfrac{1-\cos^{4m}(\theta_0-\theta_1)}{1+\cos^{4m}(\theta_0-\theta_1)}$ [2]
片内多次反射，无干涉效应，无吸收	$\dfrac{1-R_{s,p}}{1+R_{s,p}}$ [4]	$\left(\dfrac{1-R_{s,p}}{1+R_{s,p}}\right)^m$ [2],[4]	$\dfrac{1-\left[\cos^2(\theta_0-\theta_1)\dfrac{1+R_p}{1+Rs}\right]^m}{1+\left[\cos^2(\theta_0-\theta_1)\dfrac{1+R_p}{1+R_s}\right]^m}$ [2],[4]
		$\dfrac{1-R_{s,p}}{1+(2m-1)R_{s,p}}$ [3]	$\dfrac{1-\cos^2(\theta_0-\theta_1)\dfrac{1+(2m-1)R_p}{1+(2m-1)R_s}}{1+\cos^2(\theta_0-\theta_1)\dfrac{1+(2m-1)R_p}{1+(2m-1)R_s}}$ [3]
片内多次反射，无干涉效应，小的吸收	$\dfrac{(1-R_{s,p})^2e^{-\alpha d}}{1-R^2_{s,p}e^{-2\alpha d}}$	$\dfrac{(1-R_{s,p})^{2m}e^{-m\alpha d}}{(1-R^2_{s,p}e^{-2\alpha d})^m}$ [2]	$\dfrac{1-\cos^{4m}(\theta_0-\theta_1)\left(\dfrac{1-R^2_pe^{-2\alpha d}}{1-R^2_se^{-2\alpha d}}\right)^m}{1+\cos^{4m}(\theta_0-\theta_1)\left(\dfrac{1-R^2_pe^{-2\alpha d}}{1-R^2_se^{-2\alpha d}}\right)^m}$
片内多次反射，片内有干涉效应，无吸收	$\dfrac{1}{1+\dfrac{4R_{s,p}}{(1-R_{s,p})^2}\sin^2\gamma}$	$\left[\dfrac{1}{1+\dfrac{4R_{s,p}}{(1-R_{s,p})^2}\sin^2\gamma}\right]^m$ [2]	最大 最小 $\left(\dfrac{1-R_{s,p}}{1+R_{s,p}}\right)^{2m}$
单一表面	$R_s=\dfrac{\sin^2(\theta_0-\theta_1)}{\sin^2(\theta_0+\theta_1)}$	$R_p=\dfrac{\tan^2(\theta_0-\theta_1)}{\tan^2(\theta_0+\theta_1)}$	
	$T_s=1-S_s=\dfrac{\sin 2\theta_0 \sin 2\theta_1}{\sin^2(\theta_0+\theta_1)}$	$T_p=1-R_p=\dfrac{\sin 2\theta_0\sin 2\theta_1}{\sin^2(\theta_0+\theta_1)\cos^2(\theta_0-\theta_1)}$	$P=\dfrac{1-\cos^2(\theta_0-\theta_1)}{1+\cos^2(\theta_0-\theta_1)}$

[1] $\alpha=4\pi k/(\lambda\cos\theta_1)$，$\gamma=2\pi nd\cos\theta_1/\lambda$，$\theta_0$＝入射角，$\theta_1$＝折射角，$n$＝折射率＝$(\sin\theta_0)/(\sin\theta_1)$，$k$＝消光系数，$d$＝片厚，$\lambda$＝波长。[2]各片之间无多次反射。[3]各片之间有多次反射。[4]对于相干多次反射在$\sin^2\gamma$的一个周期内的平均值也成立

表 11-9 在布儒斯特角θ_B单片和多片的透射比和偏振度，$\tan\theta_B=n$或$\theta_0+\theta_1=90°$[89]❶

	单片（两个表面）		m 个片（2m个 表面）		
	(T_p) 单片	(T_s) 单片	(T_p) 多片	(T_s)多片	$P=\frac{T_p-T_s}{T_p+T_s}=\frac{1-T_s/T_p}{1+T_s/T_p}$
单一透射光束，无多次反射，无吸收	1	$\left(\frac{2n}{n^2+1}\right)^4$	1	$\left[\frac{2n}{n^2+1}\right]^{4m}$❷	$\frac{1-[2n/(n^2+1)]^{4m}}{1+[2n/(n^2+1)]^{4m}}$❷
片内多次反射，无干涉效应，无吸收	1	$\frac{2n^2}{n^4+1}$	1	$\left[\frac{2n^2}{n^4+1}\right]^m$❷,❺	$\frac{1-[2n^2/(n^4+1)]^m}{1+[2n^2/(n^4+1)]^m}$❷,❺
			1	$\frac{1}{1+m(n^2-1)^2/2n^2}$❸	$\frac{m}{m+[2n/(n^2-1)]^2}$❸,❹
片内多次反射，无干涉效应，小的吸收	e^{-ad}	$\frac{\left(\frac{2n}{n^2+1}\right)^4 e^{-ad}}{1-\left(\frac{n^2-1}{n^2+1}\right)^4 e^{-2ad}}$	e^{-mad}	$\frac{\left(\frac{2n}{n^2+1}\right)^{4m} e^{-mad}}{\left[1-\left(\frac{n^2-1}{n^2+1}\right)^4 e^{-2ad}\right]^m}$❷	$\frac{1-\frac{[2n/(n^2+1)]^{4m}}{\{1-[(n^2-1)/(n^2+1)]^4e^{-2ad}\}^m}}{1+\frac{[2n/(n^2+1)]^{4m}}{\{1-[(n^2-1)/(n^2+1)]^4e^{-2ad}\}^m}}$❷
片内多次反射，片内有干涉，无吸收	1	$\frac{1}{1+\frac{(n^4-1)^2}{4n^4}\sin^2\gamma}$	1	$\left[\frac{1}{1+\frac{(n^4-1)^2}{4n^4}\sin^2\gamma}\right]^m$❷	最大 1 最小 $\left(\frac{2n^2}{n^4+1}\right)^{2m}$
单一表面		$R_p=0$		$R_s=\left(\frac{n^2-1}{n^2+1}\right)^2$	
		$T_p=1-R_p=1$		$T_s=1-R_s=\left(\frac{2n}{n^2+1}\right)^2$	$P=\frac{1-[2n/(n^2+1)]^2}{1+[2n/(n^2+1)]^2}$

❶表中 $a=4\pi k(n^2+1)^{1/2}/\lambda n$，$\gamma=2\pi n^2 d/\lambda(n^2+1)^{1/2}$，$n$=折射率，$k$=消光系数，$d$=片厚，$\lambda$=波长。

❷各片之间无多次反射。

❸各片之间有多次反射。

❹普罗沃斯泰和德塞恩斯的公式。[86]

❺对于由于多次反射在 $\sin^2\gamma$ 的一个周期内的平均值也成立。

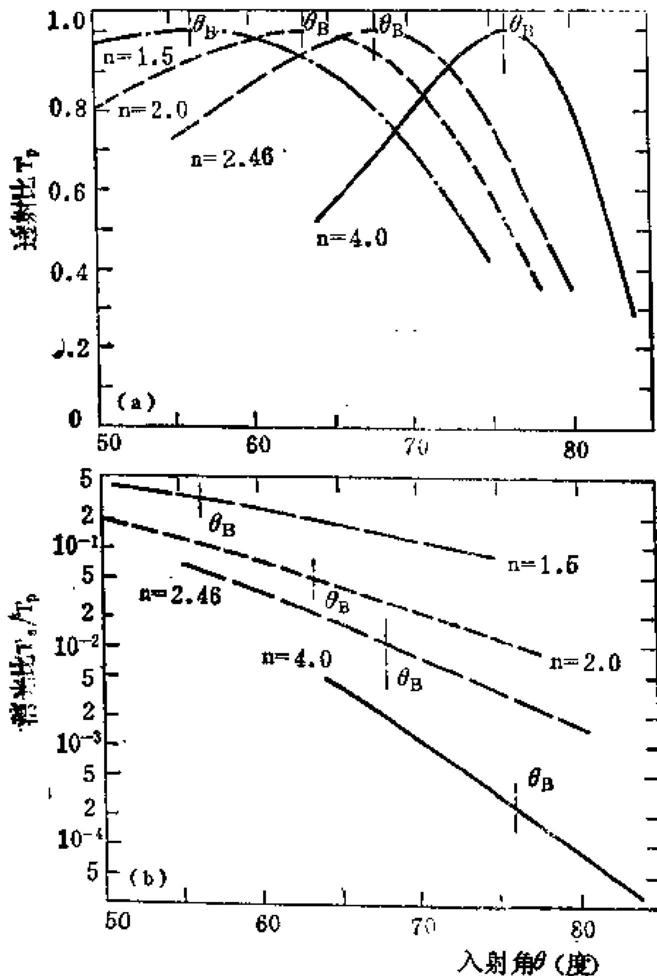


图11-49　折射率为 n 的四重平行平面片的 (a) 透射比和 (b)消光比随入射角(在布儒斯特角附近)的变化。假设在每一片中有多次反射而无干涉，而且片之间无反射。

对于大多数平行片起偏器，可以假定每个片内的多次反射是非相干的，而且在片之间没有反射。图11-49给出了几个四重片起偏器的主透射比和消光比❶。消光比随着折射率的提高而得到很大的改善。片上的入射角稍大于布儒斯特角时，消光比也可以得到改善。对高折射率片很有用的这个方法，降低了每个片的透射比，因此在使用很多片时由吸收或散射造成的损失与在大于布儒斯特角使用少数几个片时每一个片的反射损失之间需要折衷。在有些情况下，用以下的方法可以达到大的改善。

当折射率给定时，对低折射率和高折射率材料，增加片数的效应由图11-50和11-51来说明。在没有吸收的情况下，用较多的低折射率片或较少的高折射率片，可以得到大致相同的透射比和消光比。图 11-52 和 11-53 说明起偏器每片的小量吸收 αd 的效应。图 11-52 表示由 16 个折射率为 1.5 的微小吸收片构成的起偏器的透射比和消光比。图 11-53 表示的是具有差不多相同的消光比但是只由两个折射率为 4.0 的微小吸收的片构成的起偏器。在这些图中，$\alpha d=0.10$ 对应于厚度为 12.7 微米（0.005 英寸）的片在波长为 2 微米时的消光系数 $k=0.001$。具有相同的 αd 值的另一种材料的较厚的片，在同样的波长下会有很小的消光比。吸收可以是真正的吸收，也可以是由内部的散射或片表面的散射引起的。很明显，数目很多的低折射率片，每个片吸收的量很少，就能强烈地减小起偏器的透射比而对消光比没有改进。用少数几个高折射率片，消光比或多或少地得到了改善，而透射比没有显著减小。

表明消光比随入射角而变化的灵敏值，可如图 11-54 中所定义，图中的纵坐标是在给定入射角时的消光比与在布儒斯特角时的消光比之比。图中入射角以布儒斯特角为坐标原点，并且表示了折射率不同时的相应曲线。这些曲线是简单透明膜（或片）内发生多次非相干内反射时，由下式计算而得的，

$$\frac{\left(\dfrac{T_s}{T_p}\right)_\theta}{\left(\dfrac{T_s}{T_p}\right)_{\theta_B}}=\frac{\left(\dfrac{1-R_s}{1+R_s}\,\dfrac{1+R_p}{1-R_p}\right)_\theta}{\left(\dfrac{1-R_s}{1+R_s}\right)_{\theta_B}}\tag{11-132}$$

❶ m 重片堆的消光比（各片之间无多次反射）简单地是各单片消光比的乘积。

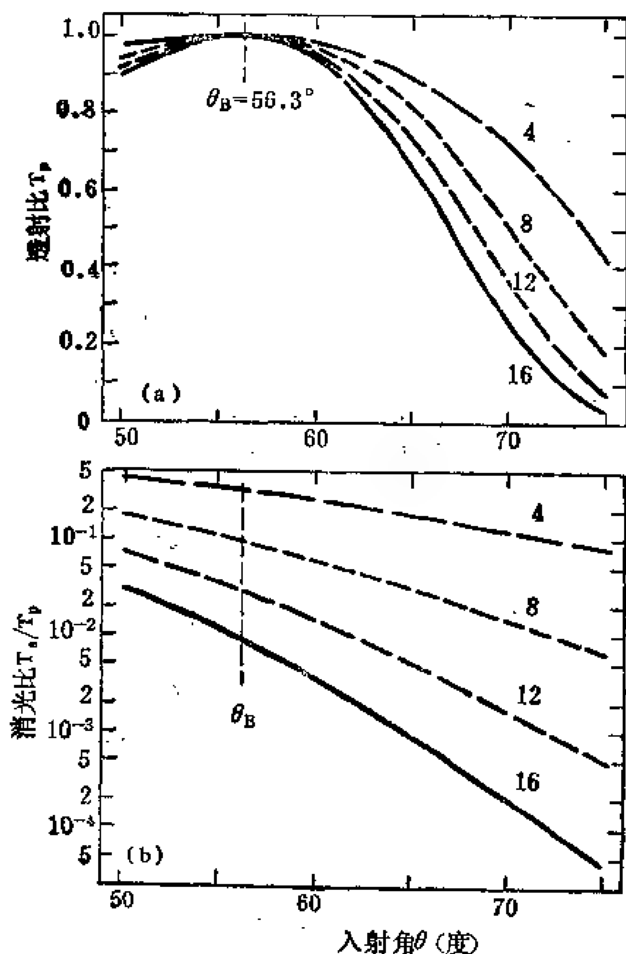


图 11-50 折射率为 1.5 的不同数目的平行平面片的(a)透射比和(b)消光比随入射角(在布儒斯特角附近)的变化。图中标明了片数和θ_B，和图 11-49有相同的假设。

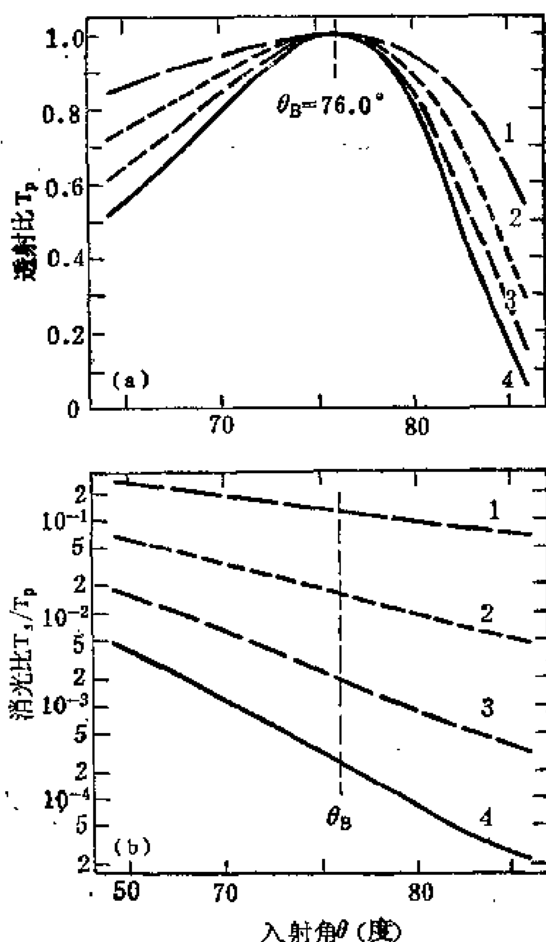
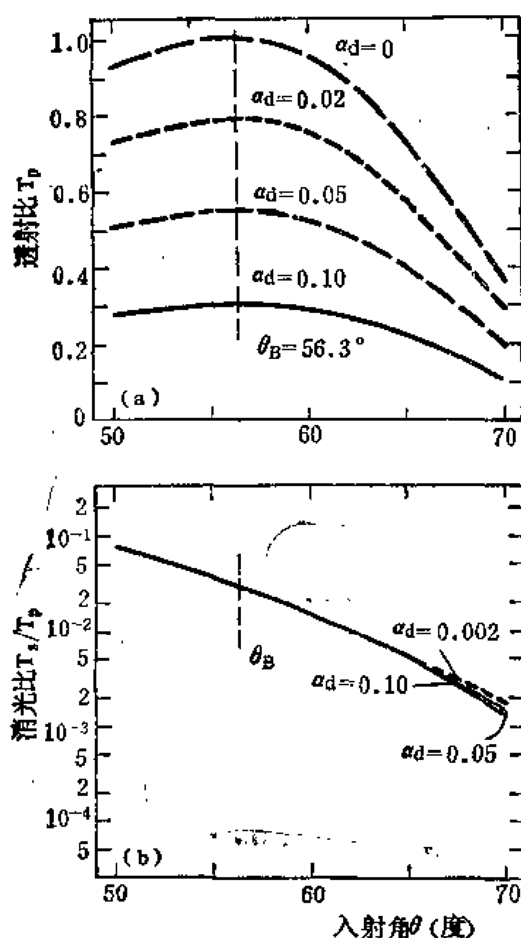


图 11-51 除 $n=4.0$ 外，其余和图 11-50 一样。

一个折射率为 4.0 的二重片锗起偏器，如果入射角在布儒斯特角附近由 $-1.4°$ 变到 $1.5°$，则消光比在 $1.10^2=1.21$ 和 $0.90^2=0.81$ 之间变化。(对于 m 个片是 1.10^m 和 0.90^m。) 因此，为了把消光比的变化百分数限制在某一给定值，在采用较多的片时必须用较小的接收角。

由图 11-54 可以看出，最好用较多的低折射率片，使消光比的变化为最小。然而，将 $n=1.5$ 的 16 重片起偏器(图 11-52(b))和 $n=4.0$ 的二重片起偏器(图 11-53(b))相比较就可以看出这并不正确。这两种起偏器在布儒斯特角的消光比都在 2×10^{-2} 附近。对于锗起偏器在布儒斯特角近旁约$\pm1.6°$的接收角和对于 $n=1.5$ 的起偏器为$\pm1.0°$的接收角得到相同的消光比变化百分数[由方程(11-132)计算得到]。

我们已经假定在每个片中有多次非相干反射，而各片之间没有多次反射。对于十四重片系，有内反射和没有内反射时消光比的区别表示在图 11-35 中。当 T_p 的值在 0.70 以上时，主透射比如图 11-49 所示，基本上是一样的(当 T_p 降到 0.30 时，主透射比只降低约 0.025)。然而，高折射率材料的消光比当不存在多次内反射时要好得多；低折射率材料的消光比的差别较小。



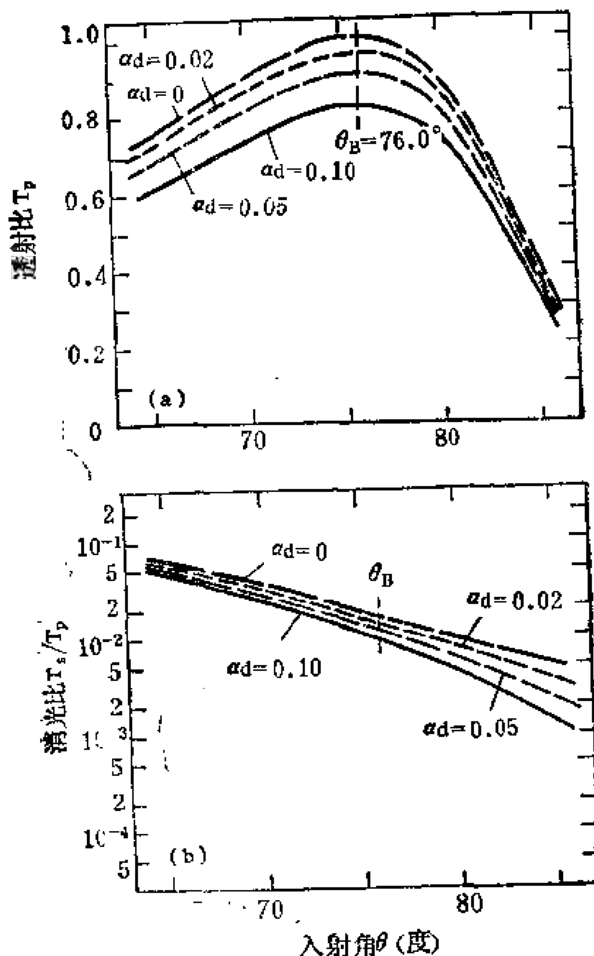


图 11-52 折射率为 1.5、每片有不同的吸收αd的 16 重平行平面的 (a) 透射比和(b)消光比，其中$\alpha=4\pi k/(\lambda\cos\theta)$，$d$为片厚。和图11-49 有相同的假设。

图 11-53 除了有两个折射率为 4.0 的平行平面片外，其余和图 11-52 一样。

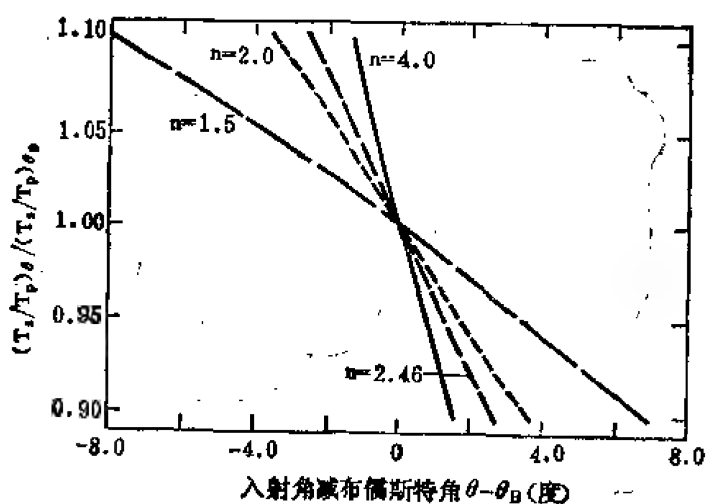


图 11-54 每个膜的消光比作为在布儒斯特角附近的角度 $\theta-\theta_B$ 的函数而变化。纵坐标是在 θ 角的消光比与在 θ_B 角的消光比的比值。

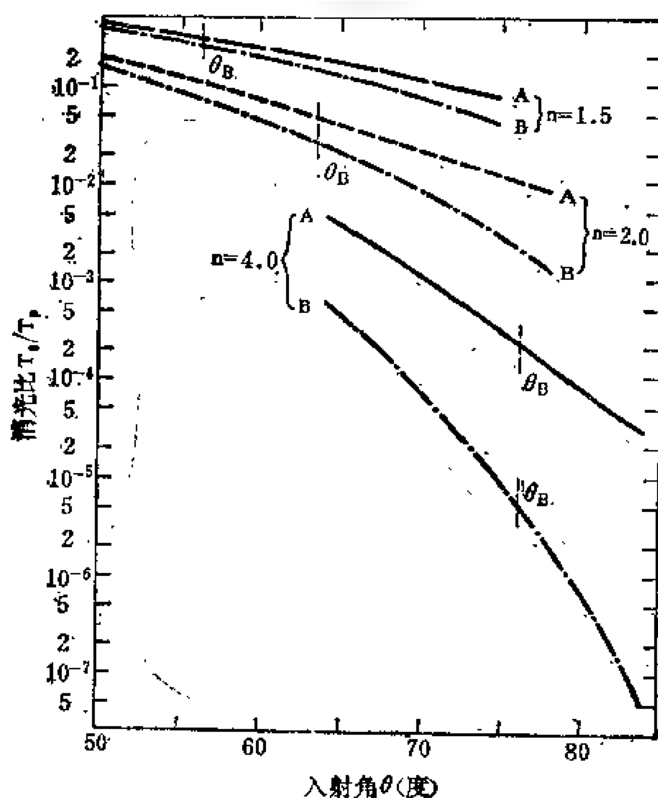


图11-55　折射率为 n 的四重平行平面片的消光比，在布儒斯特角附近随入射角的变化。A曲线表示每个片内有多次反射而无干涉，而且各片之间无反射；B曲线表示每个片内和各片之间都无多次反射。条件 A 和 B 的透射比基本上相同（见图11-49(a)）。

多次反射对消光比的影响，可以很容易地由 p 分量和 s 分量的透射比的三个关系式看出（多片时）：无多次反射：

$$(T_{s,p})_{多片}=(1-R_{s,p})^{2m}=1-2mR_{s,p}+2m^2R^2{}_{s,p}-mR^2{}_{s,p}+\cdots\cdots \tag{11-133}$$

片内有多次反射：

$$(T_{s,p})_{多片}=\left(\frac{1-R_{s,p}}{1+R_{s,p}}\right)^m=1-2mR_{s,p}+2m^2R^2{}_{s,p}+\cdots\cdots \tag{11-134}$$

片内和各片之间有多次反射：

$$(T_{s,p})_{多片}=\frac{1-R_{s,p}}{1+(2m-1)R_{s,p}}=1-2mR_{s,p}+4m^2R^2{}_{s,p}-2mR^2{}_{s,p}+\cdots\cdots \tag{11-135}$$

在布儒斯特角，$R_p=0$，$T_p=1$，消光比为最小，即偏振度最高，因为 s 分量的透射比最小。方程（11-133）和（11-134）的前三项是相同的，但方程（11-133）附加一负的 R_s^2 项，因此它给出略微较小的 s 分量透射比的值。方程（11-135）（由它可推导出普罗沃斯泰和德塞恩斯公式）有一个比其他二方程大到两倍的第三项，而负的第四项只是第三项的 $1/2m$，因此它并不能明显降低这个式子的整个值。这样一来，方程（11-135）给出明显较大的 s 分量透射比的值，幸而它只是一种极限情况，而且是实验上很少遇到的情况。

大多数红外布儒斯特角透射起偏器是用硒、氯化银或聚乙烯片制成的（表11-10）。在由 3 微米以上（这时方解石起偏棱镜成为高吸收）到大约 10 微米（10 微米以上线栅起偏器有好的消光比）的波长范围，布儒斯特角透射起偏器是最有用的，因为它有较好的消光性，

而且轴向的反射型起偏器（见本节一）有难以达到的长度。如果光束会聚角小，则由本节三到五描述的一些干涉起偏器是较为优越。紫外布儒斯特角透射起偏器远未普遍；氟化锂和氟化钙主要用于1500到2500埃（见表11-11）。在方解石起偏棱镜可使用的范围内（>2400埃），布儒斯特角起偏器的优点是有较大线孔径和较小的吸收。

在可见区域，为了提高巨脉冲红宝石激光器的输出功率，宁愿使用低吸收玻璃片堆起偏器，而不使用有较大吸收的格兰一汤普森棱镜起偏器。温伯格[90]还在可见区域计算了玻璃和氯化银片的偏振度，但不幸的是他没有包括物理上最合理的情况，或者说他没有计算起偏器的透射比。

表 11-10　红外布儒斯特角透射起偏器[91]

材　料	说　明	波长范围（微米）
Se	5 重或 6 重无衬底膜（厚4微米），入射角 65°（布儒斯特角 68.5°）	2—14
Se	5 重无衬底膜，入射角 65°（制备方法不同于上面）	
Se	8 重无衬底膜，以布儒斯特角入射	
Se	蒸镀在火棉胶膜的一个侧面上的Se膜厚(3-8微米)；入射角68.5°	1—15
Se	1 至 6 重无衬底膜（厚1.44—8微米），入射角 68°	可见—20
Se	3 重无衬底膜（厚0.95微米）入透角 71°	6—17
Se	5 重两侧面镀 *Se* 的聚醋酸甲基乙烯脂膜（不同厚度）入射角65°	1.8—3.2
Se	多重无衬底膜	
Se	4 至 6重有褶皱的无支座膜（厚4—8微米），以布儒斯特角入射	2.5—25
AgCl	3 重片（厚度 1 毫米），入射角63.5°	可见—15
AgCl	6 至 12重片（厚 0.05 毫米）入射角 60—75°	2—20
AgCl	6 重片（厚0.5毫米）以 63.5°交替方向迭堆	
AgCl	建议在扇形装置上以 68°交替方向迭堆 6 个楔形片	
AgCl	2 个*V*形片（厚 3.2毫米），入射角 77°，大孔径	
KRS-5	1 至 3 重溴化铊一碘化铊片（厚1和4 毫米），以起偏角入射	1—15
ZuS	4 个两侧面镀有厚度相等的均匀 *ZnS*膜的玻璃片（厚0.1毫米）（几套片以覆盖扩展的波长范围）	可见—6
Ge	单一的锗单晶片（厚 0.8毫米），入射角 76°	
Ge	2 个 *X* 形装置的片（厚 1 毫米），入射角76°	
聚乙烯	12 重片（厚 8 微米），以布儒斯特角入射	6—20（吸收带—14）
聚乙烯	9 至 15 重片（厚20—50微米），以布儒斯特角入射（55°）	30—200
聚乙烯	12 重片（厚 5 微米）以布儒斯特角入射	（选择的波长）1.5—13
聚乙烯	20 重片（厚30微米），以布儒斯特角入射	45—002
聚乙烯	25 至 30 重片，以布儒斯特角入射	54.6
聚乙烯对苯二甲酸酯	11 至 13 重片，聚乙烯对苯二甲酸酯片（厚4.25—9微米），以布儒斯特角入射	1—5

表 11-11　紫外布儒斯特角透射起偏器[92]

材　料	说　　　明	波长范围（埃）
LiF	4 重至 8 重片（厚 0.3—0.8毫米），入射角 60°（布儒斯特角 55.7—58.7°），以交替方向迭堆	1200—2000
LiF	8 重片	1100—3000
LiF	8 重片（厚0.25—0.38毫米），入射角 60°，分4组交替方向迭堆	1200—2000
CaF_2	4 重和 8 重楔形片，在扇形装置上交替方向迭堆，入射角 65°（布儒斯特角 56.7°）	1500—2500
Al	计算 1000 埃厚无衬底铝膜以及每个用 30 埃 Al_2O_3 膜和 100埃 Au 膜覆盖的 1000 埃和 500 埃铝膜的起偏效率	300—800

三、干涉起偏器

当构成非正入射透射起偏器的片或膜很薄且有很光滑的表面时，内反射光束可发生相长干涉或相消干涉。在这种情况下，以布儒斯特角入射的 p 透射比保持为 1（这时 $R_p=0$），当入射角在布儒斯特角近旁时，p 分量只作轻微振荡（随波长）。然而，每当 λ 改变的量能使方程（11-26）中的量（$nd\cos\theta_1$）$/\lambda$ 改变 1/4 时●，s 透射比由最大值 1 变到最小值 $(1-R_S)^2/(1+R_S)^2$。对于折射率为 1.5 的单一膜来说，s 透射比的振荡仅为±0.225，而当 $n=4.0$ 时可大到±0.492。因为 p 透射比基本上保持不变，所以消光比会随着 s 透射比周期地变化，如图 11-56 上端的曲线所示，这曲线是对于 2.016 微米厚的硒膜得到的。

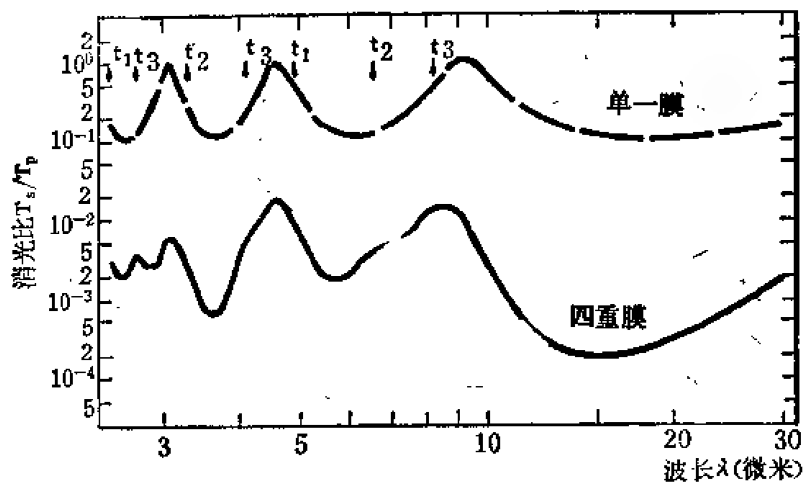


图 11-56　硒膜系列（$n=2.46$）的消光比在 2.5 至 30 微米区域作为波长的函数的计算值。光以布儒斯特角 67.9°入射，膜内的多次反射光束发生干涉。上面的曲线是关于 2.016微米厚的单一膜的；箭头所指为对于三个较薄的膜：$t_1=1.080$ 微米，$t_2=1.440$ 微米和 $t_3=1.800$ 微米的最大值位置。下面的曲线是膜之间无反射的四重膜系列的消光比。对于单一膜（以及四重膜系列）计算的 p 透射比在布儒斯特角时为 1。

如果在一限定的波长范围内要求透射起偏器有好的消光比，则这个透射起偏器可由几个均匀膜构成，这些膜的厚度须能在给定的波长区域产生最小的消光比。〔当膜与膜之间不存在多次反射时，m 重膜系列的消光比是 $(T_s/T_p)^m$。〕为了获得给定的消光比，这个方法所

●波长间隔 $\Delta\lambda$ 的近似表式在方程（11-27）给出（假定振荡足够密集，以致 $\lambda_1\lambda_2\approx\lambda^2$）。

需膜的数目只有当不存在干涉效应时所需膜数的一半。这个相当惊奇的结果可由表11-9中m重片在有干涉效应和无干涉效应时的$(T_s)_{多片}$的表示式看出。假定在各片之间无多次反射，这两种情况的表示式分别为$[2n^2/(n^4+1)]^{2m}$和$[2n^2/(n^4+1)]^m$。赫次[93]用三重0.95微米厚的无衬底硒膜在6至17微米区域获得百分之99.5的偏振度。康恩和伊顿用8重较厚的不均匀硒膜只获得了稍微较好的结果。

由图11-56可知，对于2.016微米厚的膜，在3.064，4.596和9.191微米处消光比的计算值是1，这就是说，在这些波长s透射比和p透射比都是1。如果有相同厚度的几个膜，在上述波长这个比值仍然是1。即使膜的厚度有微小差别，或者如果膜的表面有些不平，干涉效应仍可保留，仍对起偏器的性能有不利的影响。

如果选择适当的膜厚，则干涉效应可以利用。图11-56中下面的曲线表示当四个厚度为1.080，1.440，1.800和2.016微米的硒膜用作透射起偏器时在布儒斯特角获得的消光比。（图的上方用箭头指示对于三个较薄的膜发生最大消光比的波长位置。）在这个例子中，四重膜系列的消光比在由2.5到30微米的区域优于2×10^{-2}，而且在大多数的波长优于10^{-2}（相应的偏振度超过98%）。在11至27微米的区域内消光比优于10^{-3}。无干涉效应的四重厚的或不均匀的硒膜，其消光比的计算值约为10^{-2}；如消光比的值变为10^{-3}，则需要6重膜。因此，在11至27微米波长区域，有干涉的、厚度适当的4重硒膜，比无干涉的6重硒膜有更好的消光比。如果希望在更加有限的波长范围内达到最佳消光比，可照样调节膜厚以改善消光比。不幸，在消光比上的收益为比图11-54所示更为灵敏的角函数所抵消，因而入射光束必须很好地准直。

干涉效应也可以用于其他类型的非正入射起偏器中。贝内特等人[94]用蒸镀在无应变氯化钠片上的四重锗膜系列（厚度范围由0.164到0.593微米）制成透射起偏器。这些片子以锗的布儒斯特角倾斜，并排列成X形，从而起偏器会有大的正方孔径，且不会使光束偏离。在2.5微米测得的消光比优于3×10^{-3}，而且透射范围由2到13微米。（在这个波长范围对于以布儒斯特角入射的辐射，消光比的计算值由1×10^{-3}变至2×10^{-4}。）

用于可见区域的起偏器，已被提出由低折射率透明基片上的高折射透明膜制成。这种起偏器仍然有$R_p=0$的布儒斯特角，在这个角度R_s大大增加，超过了不镀膜的低折射率基片的R_s值。因此，可得到大孔径、无吸收损失的高效率起偏器。在激光器系统中这种起偏器应得到广泛应用。施罗德[95]和艾贝耳[96]独立地提出了这种类型的一个起偏器，它由蒸镀在玻璃基片（$n=1.5$）的两个面上的高折射率二氧化钛膜（$n=2.5$）构成。在布儒斯特角74.4°，$R_s\approx0.8$，这样制作的起偏器相当于由折射率为4的材料（$\theta_B=76.0°$，如图11-45所示）制作的起偏器●。两面皆镀有TiO_2膜的二重玻璃片在波长5500微米的消光比约为1.6×10^{-3}，此值约等于在可见区域边端的消光比的二倍。施罗德对于一个镀TiO_2的玻璃片，测量了作为入射角的函数的偏振度，发现测量值与计算值可以相比。库博[97]计算了镀有折射率为2.20的薄透明膜的玻璃片（$n=1.50$）的偏振度、反射比和透射比（作为入射角和波长的函数）。他的结果与艾贝耳和施罗德的结果相似。

可用淀积在吸收基片上的薄的透明膜或吸收膜制作非正入射反射起偏器。艾贝耳设计了一些特别用于真空紫外的反射起偏器。不幸的是覆盖的波长范围很窄；对于单片起偏器，在

●我们假定在这两种情况下基片内无多次反射光束。

波长1500埃只有25埃。然而，将一个膜换成几个薄膜，可能增大覆盖的波长范围。

多层膜堆也用于制作非正入射反射或透射起偏器。在一些这样的起偏器中，反射光束和透射光束都应用了，这将在本节四中讨论。

四、起偏分束器

起偏分束器是非正入射干涉起偏器的一种特殊形式。在起偏分束器中，光束以45°角入射到多层介质膜堆上。透射光束近似地是在p方向上完全平面偏振的光束，而反射光束近似地是在s方向上完全平面偏振的光束。通常将高折射率和低折射率介质层交替地淀积在两个直角棱镜的斜面上，然后把这两个棱镜胶合在一起形成立方体。光束正入射于立方体端面，穿过斜面上的多层膜（高折射率层与玻璃紧接），然后反射光束和透射光束分开90°正交于立方体端面出射。

克拉彭等人[98]对由麦克尼尔[99]发明的并由班宁[100]发展的起偏分束器作了很好的讨论。班宁的分束器用镀有三层硫化锌和两层冰晶石的棱镜制成；在立方体端面法线的每一侧5°角以内的反射光束和透射光束，对于白光，其偏振度都超过98%。

各种高折射率和低折射率材料已成功地用来制作多层膜堆。除了玻璃棱镜上的硫化锌和冰晶石交替层以外，还有熔凝氧化硅棱镜上的二氧化硅与二氧化钛按比例控制的混合物和纯二氧化钛的交替层，熔凝氧化硅棱镜上的二氧化钍和二氧化硅交替层，熔凝氧化硅棱镜上的锥冰晶石（氟化钠和氟化铝混合物）和氟化铅的交替层，特重火石玻璃棱镜上的氧化铋和氟化镁交替层，以及重火石玻璃棱镜上的氧化锆和氟化镁交替层。关于这些分束器为达到好的起偏特性、消色差性和对入射角的相对不灵敏性的最佳化的计算是完全不可缺的。克拉彭还测量了用氧化锆和氟化镁多层膜制成的高性能消色差起偏分束器的特性。

虽然起偏分束器通常设计得使s和p偏振光束互成直角出射，施罗德和施弗莱在反射光束的通路中引入半波片和反射镜，使反射光束平行于透射光束，且有相同的振动方向。

为了某种目的，需要有对入射光束的偏振状态不灵敏的分束器。鲍梅斯特[101]讨论了用低折射率和高折射率材料交替的多层介质膜堆制作这种分束器的设计。他的设计之一是用6层介质膜组成分束器，其在带宽约为800埃、入射角改变±1°时的消光比T_s/T_p的改变为从0.93到0.99。原则上，在正入射时不反射的任何多层滤光器，在任意入射角时都不起偏。科斯蒂奇[102]描述了用于近红外的滤光器的设计，在45°角入射时这滤光器与偏振无关。

五、受抑全反射滤光器

受抑全反射滤光器（简称*FTR*滤光器）一般不认为是偏振器件，因为其带通极窄。然而这种滤光器的透射光几乎是完全偏振的，因此可用作窄带起偏器。用金属膜制成的一种特殊型式的*FTR*滤光器，它即使作为窄带透射滤光器尚未证实有用，进一步的工作是要验证这个型式的滤光器设计的有效性。

*FTR*滤光器与起偏分束器不同，在起偏分束器中，高折射率膜与低折射率棱镜邻接，在棱镜材料的全部透明范围内都透射，而由特纳[103]发明的*FTR*滤光器是由高折射率玻璃棱镜和夹在棱镜之间的交替的低折射率-高折射率-低折射率介质膜构成。光束以大于临界角的角在棱镜-低折射率膜分界面上入射，因而如果膜很厚，就发生全反射。当膜变得较薄

时，全反射受到抑制，一部分入射能量进入中间的高折射率层。调节低折射率膜的厚度，可以得到反射比与透射比的任意比值，且因膜是透明的，无能量损失。然而，s 分量和 p 分量在这个膜中反射的相变不同，因此出现两个窄的透射峰；对于由氟化镁和硫化锌组成的FTR滤光器，较短波长的一个峰是 p 方向偏振的，另一个峰是 s 方向偏振的。

对于适当的偏振态，在峰值波长的最大透射是 100%，半宽度主要由低折射率层的厚度确定（层越厚，通带越窄）。高折射率层的厚度控制着透射峰的波长，其次控制着透射峰的半宽度。这是非常锐敏的，如在氟化镁和硫化锌组成的 FTR 滤光器中，光学厚度只改变 10 埃，就要使峰值波长移动 20埃。为了检验这些间隔层的光学均匀性，发展了一些灵敏的方法。FTR 滤光器的 s 和 p 透射带的典型半宽度是在 30 到 100 埃之间，大多数是在 60 埃附近。

受抑全反射滤光器已应用于红外区。这样的滤光器已由比林斯和皮特曼[104]用夹在氯化纳棱镜之间的低折射率的氟化钠膜和高折射率的氯化银膜制成。这滤光器具有大约在 4.5 微米和 5.0 微米交替偏振的通带，将滤光器倾斜可使通带移向较将波长。不幸，滤光器的视场很小，以致表观峰值透射比和半宽度是测量所用分光光度计中光束的会聚角的函数。用锗棱镜和氯化纳膜与锗膜制成的 FTR 滤光器已建议用于 10.6 微米。工作在 250 微米远红外区域具有带宽约 0.25 微米的滤光器业已设计。这种滤光器用聚苯乙烯棱镜和以空气为低折射率间隔层、以聚苯乙烯为高折射率层制成。

一种改进的 FTR 滤光器，其中 s 和 p 通带增宽到使滤光器在扩展的光谱区域有效地起着具有大发散角入射光束的起偏器的作用。由两个锗棱镜和三个薄膜层组成的这种红外滤光器有优于 $1/10^3$ 的理论消光比。

将 FTR 滤光器中的高折射介质层换成银膜，在理论上可获得滤光器透射的光谱变化。这个效应可解释为在银（或其他金属）的电子气中激励了等离子体振荡，或由于银的特殊光学常数而解释为感生透射的一种特殊情况，奥托对包括薄的银层或铝层（厚度约为 100 到 150 埃），低折射率介质如 LiF，NaF 或 NaCl，以及 *Suprasil* 石英棱镜或 As_2S_3 棱镜的各种滤光器的设计作了一系列的计算。萨尔温和斯坦斯兰德对奥托[106]的一些滤光器设计作了进一步计算，证明除了预期的 p 分量的锐峰以外，还有出现在较长波长的偏振相同的较宽的峰，然而斯坦斯兰德制作的滤光器只显示出较宽的峰。尽可能地改进蒸镀条件和更好地控制介质层和金属层的厚度、均匀性和不平度，可以使滤光器也出现与计算一致的锐峰。

第五节 推 迟 片

一、推迟片的理论

推迟片是一块双折射的单轴（或以单轴出现的）材料，其中寻常光线和非常光线以不同的速度行进。因此，一光线相对于另一光线推迟了。二光线之间的程差 $N\lambda$ 由下式给出：

$$N\lambda = \pm d(n_e - n_0) \qquad (11\text{-}136)$$

式中 n_0——寻常光线的折射率，

n_e——非常光线的折射率，

d——片的厚度。

λ——波长。
对于正单轴晶体（$n_e>n_0$），（11-136）式中取正号；对于负单轴晶体（$n_e<n_0$），取负号。因为$N\lambda$是二光线之间的程差，N可以看作以波长的分数表示的推迟。例如，对于四分之一波片（或$\lambda/4$片）$N=1/4$，对于半波片（或$\lambda/2$片）$N=1/2$，对于四分之三波片（$3\lambda/4$片）$N=3/4$等。

通过双折射材料的两光线之间的相差是程差的$2\pi/\lambda$倍，于是相位推迟δ为

$$\delta=2\pi N=\pm\frac{2\pi d(n_e-n_0)}{\lambda}\qquad(11\text{-}137)$$

因此，在四分之一波片、半波片和四分之三波片中，两光束之间引起的相差分别为$\pi/2$，π和$3\pi/2$。

推迟片可以用晶体制作，晶体被切成使其光轴位于与片面平行的平面内，如图11-57所示。设一束非偏振光或一束平面偏振光正入射到晶体上。它可以分解成沿着相同路程通过晶体但振动相互垂直的两个分量。寻常光线的振动方向垂直于光轴，而非常光线的振动方向平行于光轴。在正单轴晶体中，$n_e>n_0$，结果是非常光线比寻常光线行进得慢。快轴定义为行进较快的光振动的方向；因此，在正单轴晶体中，快轴（寻常光线振动方向）垂直于光轴，而慢轴（非常光线振动方向）与光轴重合。对于负单轴晶体，快轴与光轴重合，而慢轴与光轴垂直。

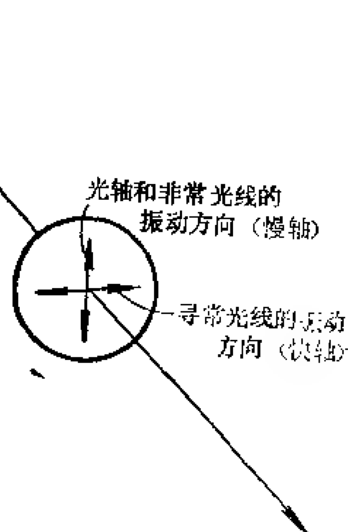


图11-57　光在推迟片的前表面上正入射，图中表示了寻常光线和非常光线的振动方向。在正单轴晶体中快轴和慢轴表示在括弧内；在负单轴晶体中，两个轴交换。

图11-58表明当入射光为平面偏振光，其振动方向在与推迟片的快轴成45°的方位角时，通过各种厚度的推迟片以后光波的偏振态如何变化。如果推迟片有$\lambda/8$的推迟，即寻常波和非常波的相位相互偏离$\pi/4$，则透射光将是椭圆偏振的，椭圆的长轴与原平面偏振光束振动方向重合。当推迟逐渐增大时（对于给定的波长，片逐渐变厚时；或对于给定的片厚，波长逐渐变短时），椭圆逐渐变成圆，但它的长轴仍然与推迟片的快轴成45°角。

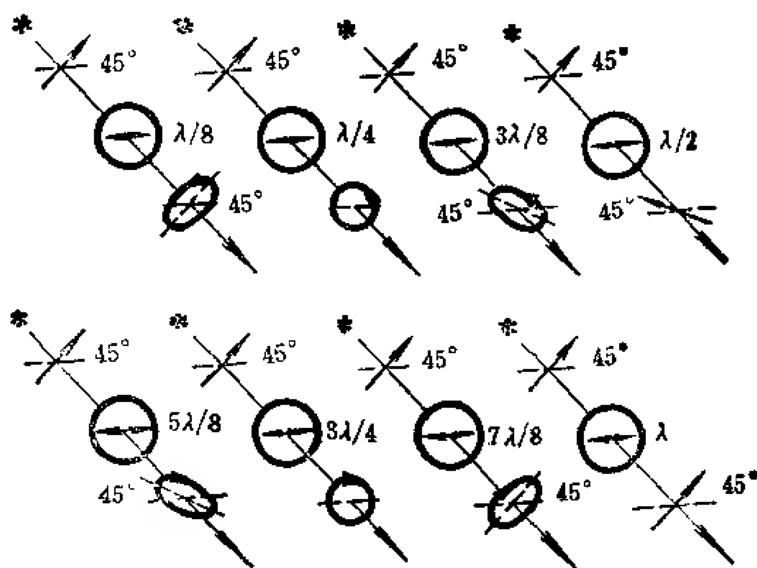


图11-58　通过晶片以后光波的偏振态。晶片的推迟用波长的分数表示（相位推迟是这个值的$2\pi/\lambda$倍），它的快轴用双箭头表示。入射光是平面偏振的，其振动方向与快轴方向成45°方位角。

对于$\lambda/4$的推迟，出射光是左旋圆偏振光。当推迟继续增加时，透射光变成椭圆偏振光，椭圆的长轴与入射偏振光束的振动方向垂直，椭圆的短轴渐渐收缩成零，并且当推迟变为$\lambda/2$时产生平面的偏振光。当推迟进一步增加时，图形以相反的顺序变化，并且当推迟等于$3\lambda/4$时，偏振光是右旋圆偏振光。最后，当推迟为一个波长时，虽然此时慢波相对于快波已推迟了一个波长，但入射平面偏振光透射不改变其偏振状态。

推迟片的最普通型式是四分之一波片。图11-59表示了当快轴位于水平面内和当入射平面偏振光的方位角由$\theta=0°$变到$\theta=90°$时，这个波片如何影响透射光的偏振态。当$\theta=0°$时，只有寻常光线（对于正双折射材料）通过这个片，于是光束的偏振态是不变的。当θ微微增加时，则透射光束是椭圆偏振的，椭圆的主轴沿着$\lambda/4$片的快轴；$\tan\theta=b/a$是椭圆的短轴与长轴之比。在下一情况，$\theta=15°$，$\tan\theta=0.268$，所以椭圆是长而窄的。当振动旋转到$45°$方位角时，出射光束是左旋圆偏振光（与图11-58中所示的第二种情况相同）。对于在$45°$和$90°$之间的θ值，光再一次是椭圆偏振的，这时椭圆的长轴沿着$\lambda/4$片的慢轴方向。在图中所表示的角度是$60°$，$\tan 60°=1.732$，于是b/a（相对于快轴）大于1。当θ增加到$90°$时，振动面与慢轴重合，并且透射光再一次成为平面偏振光。当θ继续增加时，透射的图形是已描述过的图形的重复，且对于慢轴是对称的，不过椭圆的旋转方向由左旋变为右旋。所以，当$\theta=135°$时，产生右旋圆偏振光。

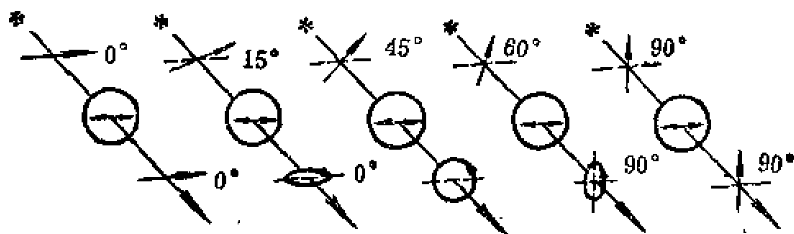


图11-59 入射平面偏振光的振动平面在不同方位角时，光波通过$\lambda/4$片以后的偏振态（$\lambda/4$片的快轴用双箭头表示）

根据习惯，右旋圆偏振光和左旋圆偏振光的定义是：当观察者迎着传播的方向看去，如果电矢量顺时针旋转，则这光称为右旋圆偏振光；如果电矢量反时针旋转，则这光称为左旋圆偏振光。当圆偏振光由镜面反射时，传播方向反向，于是圆偏振的向指改变；即左旋圆偏振光经反射变成右旋圆偏振光，反之也一样。因在磁场中圆偏振光的向指是重要的，所以，在涉及磁场的实验中，重要的是首先要知道是左旋还是右旋圆偏振光，然后要知道在其余的光程中还要发生多少次镜面反射。回旋加速器共振实验有时可用于决定圆偏振的向指。利用起偏器和$\lambda/4$片的另一方法已由伍德[107]描述过了。

在平面偏振光束中的半波片的作用完全不同于四分之一波片的作用；透射光总是平面偏振的。如果入射振动面相对于$\lambda/2$片的快轴是方位角θ，则透射光束相对于入射光束的方位转动角2θ。图11-58中的第四种情况即说明$\theta=45°$时，振动方位转动了$90°$。在这种情况中，非常光束相对于寻常光束推迟了半个波长（对于正双折射材料），因此有半波片这个名称。如果起偏器固定，$\lambda/2$片转动，则透射光束振动面的转动频率为$\lambda/2$片的转动频率的两倍。

四分之一波片对于分析各种偏振光是有用的。此外，$\lambda/4$片广泛地应用于使用偏振光的实验中，例如用椭偏测量术对薄膜的厚度和折射率的测量，或对旋光色散、圆振二向色性或

应变双折射的测量。偏光显微镜、干涉显微镜和岩石显微镜通常装配有 $\lambda/4$ 片。在某些应用中只需要 $\lambda/4$ 片产生圆偏振光(例如对于一些激光器实验中的光泵浦)，或者只需转变部分偏振光源为非偏振的，即在整个方位角内有相等的振幅。对于这些和类似的应用，人们有时可能使用不具有 $\lambda/4$ 片的所有其他性质的圆起偏器（见本节六）。

$\lambda/2$ 片的通常应用是使偏振面旋转 90° 角。例如可把 $\lambda/2$ 片安装在干涉显微镜的聚光器中和安装在广角补偿器中。

推迟片通常用云母、张紧的有内应力的聚乙烯醇、石英制成，虽然其他张紧塑料(如赛珞玢、聚酯薄膜、纤维素醋酸酯、纤维素硝酸酯等)、蓝宝石、氟化镁以及其他材料也能使用。片状的聚乙烯醇能很好地透射紫外光，超过了天然云母的截止频率，因此特别有用于制作紫外推迟片。一些材料的折射率和双折射在表 11-12—15 中列出。对于云母和鱼眼石，测量是在一个样品上作的，所以列出的它们的双折射应当认为是近似的。有可靠的理由相信鱼眼石的双折射不同于其他样品（见本节四）。虽然方解石初看似乎是推迟片的好材料，但它的双折射是如此之高，以致对于单个的 $\lambda/4$ 推迟片只需要不到 1 微米的极薄的片。如果要制造“一级”片或多级片（见本节三），或者如果方解石用作消色差推迟片的一部分（见本节四），则厚度的容差必须很严格。

表 11-12　某些材料在 5893 埃的折射率[108]

材料	n_o	n_e
正单轴晶体		
冰，H_2O	1.309	1.313
氟镁石，MgF_2	1.378	1.390
鱼眼石，$2[KCa_4Si_8O_{20}(F,OH)\cdot 8H_2O]$	1.535±	1.537
结晶石英，SiO_2	1.544	1.553
透视石，$CuSiO_3\cdot H_2O$	1.654	1.707
锆石，$ZrSiO_4$	1.923	1.968
金红石，TiO_2	2.616	2.903
负单轴晶体		
绿宝石（绿柱石），$Be_3Al_2(SiO_3)_6$	1.581±	1.575±
硝酸钠，$NaNO_3$	1.584	1.336
白云母（复合硅酸盐）	1.5977±	1.5356±
磷灰石，$Ca_{10}(F,Cl)_2(PO_4)_6$	1.634	1.631
方解石，$CaCO_3$	1.658	1.486
电气石（复合硅酸盐）	1.669±	1.638±
蓝宝石，Al_2O_3	1.768	1.760

虽然当一个推迟片需要的厚度太小时，可使用两个较厚的片，其中一个片的快轴平行对准另一个片的慢轴，使除所需的推迟外其余全部抵消，但是通常推迟片用单片材料制成。稍微嫌薄或稍微嫌厚的片子，可以绕平行于或垂直于光轴的轴旋转以改变推迟，使其达到所需的量。还有一些新型的圆起偏器和偏振旋转器应用于远紫外区，远红外区和可见区。

在一个波长区域内有相同推迟的消色差推迟片可以用两个或更多不同材料制成，也或者

用相同材料的两个片或多个片使它们的轴相互之间取适当的角度制成。后一种器件叫做复合片（见本节六）虽然复合片能把平面偏振光改变成圆偏振光，但它们不具有真正推迟片的所有其他性质。绝大多数消色差 $\lambda/4$ 推迟器，如菲涅耳菱体。是由在比临界角更大的角度时内反射而得到 $\lambda/4$ 推迟的器件。

二、云母推迟片

云母四分之一波片可能是现今应用最普通的型式。$\lambda/4$片可以用厚云母片劈裂到适当的厚度而成〔见第 584 页（一）〕。寻常光线的速度和非常光线的速度之间的差值很小，所以云母片不需要劈裂得太薄；对于黄光典型的厚度处于 0.032—0.036 毫米范围。云母四分之一波片的快轴和慢轴可以用塔顿检验法〔见第 585 页（二）〕来区别，推迟可用几种相当简单的检验法〔见第585页（三）〕之一来测定。

如果使用的云母片没有玻璃盖片，则在云母内的多次反射光束可能引起推迟在由简单理论计算的值〔见（11-136）式〕附近振荡。幸而这个效应可用本节中将要描述的方法之一消除。云母有一个严重的缺陷。在劈开的云母片上有晶带，晶带相互间保持以角度，以致晶带不能在相同角度消光。因此，整个云母片内不能同时得到消光。在要求很高的应用中，如椭偏测量术，使用显不出有此效应的结晶石英制成的四分之一波片，能够得到很好的消光。

云母是复合的片状硅酸盐，并且有多种形式。实际上它是一种负双轴晶体；光轴之间的夹角几乎可以是 0°—42° 之间的任意一个角度。白云母（云母的最普通形式，作淡褐色）的

表 11-13 两个云母样品的折射率[109]

λ（微米）	样品 1			样品 2		
	n_o	n_e	n_e-n_o	n_o	n_e	n_e-n_o
0.4358	1.61092	1.60637	−0.00455	1.60986	1.60487	−0.00499
0.4780	1.60592	1.60131	−0.00461	1.60495	1.59993	−0.00502
0.5461	1.60213	1.59734	−0.00479	1.60112	1.59613	−0.00499
0.5893	1.59978	1.59500	−0.00478	1.59885	1.59389	−0.00496
0.6600	1.59667	1.59184	−0.00483	1.59602	1.59092	−0.00510
0.7065	1.59505	1.59023	−0.00482	1.59451	1.58950	−0.00501
		平均值	−0.00473		平均值	−0.00501

表 11-14 鱼眼石的双折射[110]

λ（微米）	n_e-n_o	$\frac{n_e-n_o}{\lambda}$（微米$^{-1}$）
0.4358	0.0018	0.0041
0.5086	0.0022	0.0043
0.5461	0.0024	0.0044
0.5893	0.0026	0.0044
0.6438	0.0028	0.0043

表 11-15 各种光学材料的双折射n_e-n_0(111)

波 长(微米)	金红石 TiO_2	CdSe	结晶石英	MgF_2	CdS	鱼眼石	ZnS(纤维锌矿)	方解石	$LiNbO_3$	$BaTiO_3$	ADP	KDP	蓝宝石(Al_2O_3)	云 母
0.15	......	......	0.0214	0.0143										
0.20	......	......	0.0130	0.013±	......	......	......	-0.326	......	......	-0.0613	-0.0587	-0.0111	
0.25	......	......	0.0111	0.0128	......	......	......	-0.234	......	......	-0.0543	-0.0508	-0.0097	
0.30	......	......	0.0103	0.0125	......	......	......	-0.206	......	......	-0.0511	-0.0474	-0.0091	
0.35	......	......	0.0098	0.0122	......	......	......	-0.193	......	......	-0.0492	-0.0456	-0.0087	
0.40	......	......	0.0069	0.0121	......	......	0.004	-0.184	......	......	-0.0482	-0.0442	-0.0085	
0.45	0.338	......	0.00937	0.0120	......	0.0019	0.004	-0.179	-0.1049	-0.097	-0.0473	-0.0432	-0.0083	-0.00457
0.50	0.313	......	0.00925	0.0119	......	0.0022	0.004	-0.176	-0.0998	-0.079	-0.0465	-0.0424	-0.0082	-0.00468
0.55	0.297	......	0.00917	0.0118	0.014	0.0024	0.004	-0.173	-0.0947	-0.070	-0.0458	-0.0417	-0.0081	-0.00476
0.60	0.287	......	0.00909	0.0118	0.018	0.0026	0.004	-0.172	-0.0919	-0.064	-0.0451	-0.0410	-0.0081	-0.00480
0.65	0.279	......	0.00903	0.0117	0.018	0.0028	0.004	-0.170	-0.0898	......	-0.0444	-0.0403	-0.0080	-0.00482
0.70	0.274	......	0.00898	0.0117	0.018	......	0.004	-0.169	-0.0882	......	-0.0438	-0.0396	-0.0080	-0.00483
0.80	0.265	......	0.0089	0.0116	0.018	......	0.004	-0.167	-0.0857	......	-0.0425	-0.0382	-0.0079	
0.90	0.262	0.0195	0.0088	0.0115	0.018	......	0.004	-0.165	-0.0840	......	-0.0411	-0.0367	-0.0079	
1.00	0.259	0.0195	0.0088	0.0114	0.018	......	0.004	-0.164	-0.0827	......	-0.0396	-0.0350		
1.10	0.256	0.0195	0.0087	0.0114	0.018	......	0.004	-0.162	-0.0818	......	-0.0379	-0.0332		
1.20	0.254	0.0195	0.0087	0.0114	0.017	......	0.004	-0.151	-0.0810	......	-0.0361	-0.0313		
1.30	0.252	0.0195	0.0086	0.0113	0.017	......	0.004	-0.150	-0.0804	......	-0.0342	-0.0292		
1.40	0.251	0.0195	0.0085	0.0113	0.017	......	0.004	-0.158	-0.0798	......	-0.0321	-0.0269		
1.50	0.250	0.0195	0.0085	0.0113	......	......	......	-0.157	-0.0793	......	-0.0298	-0.0245		
1.60	0.249	0.0195	0.0084	0.0112	......	......	......	-0.156	-0.0788	......	-0.0274	-0.0219		
1.70	0.248	0.0195	0.0084	0.0112	......	......	......	-0.154	-0.0782	......	-0.0248	-0.0191		
1.80	0.247	0.0195	0.0083	0.0112	......	......	......	-0.153	-0.0777	......	-0.0221	-0.0162		
1.90	0.246	0.0195	0.0082	0.0112	......	......	......	-0.151	-0.0774	......	-0.0192	-0.0130		
2.00	0.246	0.0195	0.0081	0.0111	......	......	......	-0.150	-0.0771	......	-0.0161	-0.0097		
2.10	0.245	0.0195	0.0081	0.0111	......	......	......	-0.148	-0.0766					
2.20	0.244	0.0195	0.0080	0.0111	......	......	......	......	-0.0761					
2.30	0.243	0.0195	0.0079	0.0110	......	......	......	......	-0.0752					
2.40	0.241	0.0195	0.0078	0.0110	......	......	......	......	-0.0744					
2.50	......	0.0195	0.0077	0.0110	......	......	......	......	-0.0739					
2.60	......	0.0195	0.0076	0.0110	......	......	......	......	-0.0734					

注：对于结晶石英、MgF_2、方解石，ADP 和 KDP，表中给出的是由分析式得到的在 24.8°C的计算值。

两光轴之间夹角是42°。从外部看由于折射这个角显得更大。折射率随晶片样品的不同而变，但是对于钠光（5893埃）的典型值是 $n_\alpha=1.5601, n_\beta=1.5936$ 和 $n_\gamma=1.5977$。云母劈裂所沿的解理面不与任一光轴平行，而沿着晶轴，于是 $n_o=n_\gamma$ 和 $n_e=n_\beta$。对于两种云母样品，在可见区域 n_o 和 n_e 的值在表 11-13 中给出，样品1的 n_e-n_o 值列于表 11-15 中。由于后面这些值是对单个样品的，所以这些值无疑不是所有白云母样品的双折射的典型值。薄云母片（厚度<30 微米）由紫外到近红外有很高的透射比，而较厚样品的透射比受到杂质的影响，杂质因样品的不同而异。在紫外区透射比降到比百分之十还小的极限波长对于10.9微米厚的样品近似地为2800埃，而对于4.7微米厚的样品近似地为2100埃。在近红外区大约2.7微米处有一个强而窄的水吸收带。另外，材料透射远达8微米。还有在更远的红外区域（达到40微米），薄的云母片显示出相当高的透射比，用它们作适合于各种光谱学研究。一些云母片是多向色的，即对于沿快轴和慢轴振动的光表现出不同的吸收。如果存在多向色性，则可能影响云母推迟片的性能，因为全部理论都是假定吸收或者为零，或者沿着两个轴相同。

以下我们讨论推迟片中多次反射的理论。云母推迟片很薄是一个缺点，在云母中多次反射光束是相干的，因而能够相互干涉。这种干涉效果要导致相位推迟和透射比的振荡。如图 11-60 所示。假设云母片如由简单理论〔方程(11-136)〕算得的那样，在 5893 埃处严格地具有四分之一波的推迟，该理论假定光仅仅通过波片一次。尽管简单理论预言推迟的变化是缓慢的（图11-60(*a*)中的虚线），且透射比应近似地为常数，但完全理论〔见方程(11-141)〕却预言相位推迟和透射比二者都是振荡的。其振荡的大小取决于云母的平均折射率；相邻最大值的间距是总的光学厚度的函数。

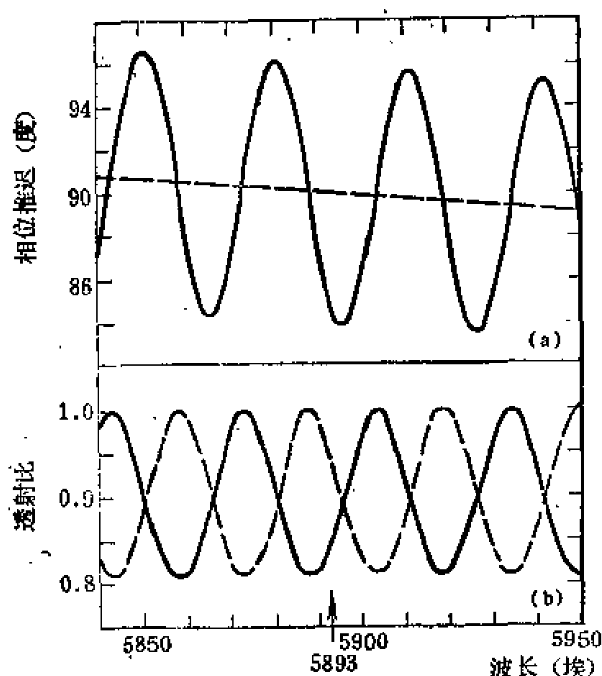


图 11-60 (*a*)由推迟片的简单理论〔方程(11-136)〕算得的云母 $\lambda/4$ 片的相位推迟（虚曲线）和由完全理论〔方程(11-141)〕计算的相位推迟（实曲线），在完全理论中假定在云母片内有多次反射。按照简单理论，云母片在5893埃严格地具有90°的推迟。(*b*) 假定在云母中有多次反射算得的对于寻常光线（虚曲线）和非常光线（实曲线）的透射比（见方程(11-136)及正文）。

史密斯[112]已观察到推迟的振荡，温伯格和哈里斯[113]曾探测出透射强度的振荡。约尔肯等人[114]在他们的云母推迟片中测量了强度变化，并且发现这一变化非常接近于图 11-60 (*b*) 中所给出的曲线。他们对于一个在 5461 埃波长的云母四分之一波推迟片测得的相邻最大值的间隔是接近正确的。

如果采用的是未镀膜的云母 $\lambda/4$ 片和窄的带宽光源，可以预料相位推迟约在 84° 和 96° 之间（图11-60(*a*)），而不必是 90°。沿着快轴和慢轴透射的强度之比约在 $1.00/0.81=1.23$ 与 $0.81/1.00=0.81$ 之间（图11-60(*b*)）。相位和强度二者的变化必须在计算中加以考虑，要不然必须加以消除。消除多次反射的一个方法是在云母的表面上蒸镀减反射膜。应用 $\lambda/4$（光学厚度）SiO_2 镀层和在 SiO_2 上的 $\lambda/4$ MgF_2 镀层，约尔肯等人[114]能完全消除多次反射。另一

个解决的办法是将云母嵌入退火的盖玻璃上的加拿大树脂胶中。加拿大树脂胶的折射率约为1.54，介于云母和玻璃的折射率之间，从而使得在云母-玻璃分界面上的反射有效地得到消除。此方法与商品云母四分之一波片的制作方法类似。利用折射率介于云母与玻璃之间的胶合剂，将云母片封装在玻璃片之间；于是只有在外部的空气--玻璃分界面上产生反射。由于夹层的厚度大（一个这样的片为4.83毫米），多次反射光束的相干性大体丧失，并且认为所透射的光是它的平均值。即使片子是精确平坦，并且是平行平面的（通常有意识地引入楔形角），相邻的强度最大值的间隔仅约为0.2埃，这间隔太小，用通常的分光计不能分辨。

推迟片中多次相干反射的严格理论已由霍姆斯[151]给出，这里作简要的陈述。推迟片的作用类似于平行平面板（法布里—珀罗）干涉仪，沿着快轴或者慢轴方向透射的光的强度I，由众所周知的爱里公式〔见方程（11-25）〕给出，对于不吸收物质此公式还可写为

$$I=\frac{1}{1-(1-1/T^2)\sin^2(2\pi nd/\lambda)} \tag{11-138}$$

如排除干涉效应，则片的透射比T等于$2n/(n^2+1)$。折射率n可以是n_e，也可以是n_o，因对于云母来说，它们几乎是相等的，所以可以采用平均值。透射强度从最大值1变化到最小值T^2。沿快轴和慢轴的透射有相同的数值范围，但对于$\lambda/4$片，两透射恰好彼此异相。这一点可以从量值$2\pi n_e d/\lambda-2\pi n_o d/\lambda$得到证明。根据方程（11-137），对于$\lambda/4$片该量值等于$\pi/2$。当量$2\pi n_e d/\lambda$等于$M\pi$时（$M$为正整数），方程（11-138）中的$\sin^2$项变为零，$I$取其最大值1。在此情况下因量$2\pi n_o d/\lambda$与$2\pi n_e d/\lambda$相差$\pi/2$，对于寻常光线来说透射为最小。

相位推迟的振荡解释不是如此容易，但可由干涉方程来解决。经过波片透射的相变γ由透射电矢量与入射电矢量之比求得，并由关系式[116]

$$\tan\gamma=-\frac{1}{T}\tan\frac{2\pi nd}{\lambda} \tag{11-139}$$

给出，式中各符号的含意与前相同。〔霍姆斯在这个方程中采用了正号，但物理结果与正负号无关。〕我们的兴趣在于相位推迟δ，它等于γ_e与γ_o之差（γ_e和γ_o分别是非常光和寻常光的相变）。根据三角关系式

$$\tan(a-b)=\frac{\tan a-\tan b}{1+\tan a\tan b} \tag{11-140}$$

可获得这个差。从而，

$$\tan\delta\equiv\tan(\gamma_e-\gamma_o)=\frac{-(1/T_e)\tan(2\pi n_e d/\lambda)+(1/T_o)\tan(2\pi n_o d/\lambda)}{1+(1/T_eT_o)\tan(2\pi n_e d/\lambda)\tan(2\pi n_o d/\lambda)} \tag{11-141}$$

显然，这个函数随波长的改变而振荡。

对于一个严格的$\lambda/4$片来说，$\tan(2\pi n_e d/\lambda)=-\cot(2\pi n_o d/\lambda)$，且有$T_e\approx T_o\approx T$和$n_e\approx n_o\approx n$，于是方程（11-141）能简化为

$$\tan\delta\equiv\tan(\gamma_e-\gamma_o)=\frac{T}{1-T^2}\left(\tan\frac{2\pi nd}{\lambda}+\cot\frac{2\pi nd}{\lambda}\right) \tag{11-142}$$

每当$2\pi nd/\lambda$等于$M\pi/2$时，δ等于$\pi/2$。然而，当$2\pi nd/\lambda=(\pi/2)\left(M+\frac{1}{2}\right)$时，$\tan(2\pi nd/\lambda)$

$=\cot(2\pi nd/\lambda)=\pm 1$，于是 $\tan\delta=\pm 2T/(1-T^2)$。对于这样一些角度，δ 将偏离 $\pi/2$ 一个量，其大小依赖于 T 的值，而 T 的值又依赖于材料的折射率。

在图 11-60 (a) 中，实曲线表示对于云母 $\lambda/4$ 片应用方程 (11-141) 算得的相位推迟作为波长的函数。值得注意的是，波长 5893 埃〔在此波长由方程 (11-136) 得 $\delta=\pi/2$〕不与极大值、极小值或拐点对应。这可解释如下。波片的厚度 d 是由方程 (11-136) 令 $n_e-n_o=-0.0041$，$\lambda=5893$ 埃和 $N=1/4$ 计算的；由此得 $d=0.0359329$ 毫米（保留多位数字只是为了计算的需要），由于 $n_e=1.5936$ 和 $n_o=1.5977$ 算出 $2\pi n_e d/\lambda=194.34\pi$ 和 $2\pi n_o d/\lambda=194.84\pi$。虽然这两个数的小数部分不简单，可是它们相差 0.50π。同样，$n_e d/\lambda-n_o d/\lambda=.25$，正应如此，因为 d 是由方程 (11-136) 在这个关系的假定下确定的。

对于非常光线来说（图11-60(b)中的实曲线），强度极大发生在 λ 为这样一些数值处，即 $2\pi n_e d/\lambda=193.00\pi$，$194.00\pi$，$195.00\pi$，和 196.00π，而强度极小发生在 192.50π，193.50π，194.50π 和 195.50π。相位推迟极大相对于强度极大偏离了 $\pi/4$，只要推迟保持在 $\lambda/4$ 附近，这一关系就成立。

无论是相位推迟或者是透射比，其相邻极大之间的间隔可以从以下关系式得到：

$$\frac{2\pi nd}{\lambda_1}-\frac{2\pi nd}{\lambda_2}=\pi \tag{11-143}$$

将各项整理后我们得到

$$\lambda_2-\lambda_1=\frac{\lambda_1\lambda_2}{2nd}\simeq\frac{\lambda^2}{2nd} \tag{11-144}$$

在这个例子中，如果 $\lambda=5893$ 埃，$n=1.5956$ 和 $d=0.0359329$ 毫米，则 $\lambda_2-\lambda_1=30.3$埃。

三、结晶石英推迟片

结晶石英，尤其高级的优质石英，也常用来制作推迟片。它可以避免如同在云母中出现的那种有不同取向的晶带问题（见本节二）在氦—氖激光线波长 6328 埃的单片四分之一波推迟所需的石英厚度约为 0.017 毫米，这太薄了不便于抛光。如果推迟片用在红外区域，那么单级四分之一波片是可行的〔见第 571 页（二）〕。在可见和紫外区域，通常使用两种类型的石英推迟片："一级"片和多级片。所谓"一级"片是由两片材料制成的〔见下边的（一）〕，它对于一些要求严格的应用是最合适的，而多级片则是由一片厚的结晶石英制成〔见第572页—573页〕。多级片一般不使用于高精确度的工作，因为它对于很小的温度变化和入射角是非常灵敏的〔见第572页—573页〕。再者，只有在一定的波长多级片才具有 $\lambda/4$ 的推迟，在其他波长，推迟甚至不可能接近于 $\lambda/4$。

（一）"一级"片

所谓的"一级"片由两块几乎等厚度的石英切片胶合在一起制成，胶合时要使其中一块的快轴校准成与另一块的慢轴平行（二者的快轴和慢轴都要位于与抛光面平行的平面内）。然后将该晶片抛光，直至两切片的厚度差等于单一的石英 $\lambda/4$ 片的厚度。此晶片的推迟可由方程 (11-136) 令 d 等于两切片的厚度差而计算出。"一级"片所起的作用，就其推迟随波长、推迟的温度系数和入射角的变化而论，严格地像单级四分之一波片的作用。

在波长 6328 埃，相位推迟随温度的改变，按由方程 (11-147) 或 (11-148) 计算为 0.0091°/℃，此值比在本节三（四）中讨论的 1.973 毫米厚多级片的值要小百分之一。在

这一波长，推迟随入射角的改变●也是很小的，$(\Delta N)_{10°}=0.0016$，与此相比，对于厚晶片为0.18。

"一级"石英$\lambda/4$片有几个优点胜过云母$\lambda/4$片。①结晶石英具有均匀的结构，因而在给定的角装置时，遍及晶片的整个面积都能获得消光。②由于晶片的总厚度通常比较大，数量级约为1毫米，以致失去了多次内反射光束的相干性和不存在透射光或相位推迟的振荡（见本节二）。③除非在红外区，结晶石英不是多向色的，因而沿着两个轴的方向强度透射是相同的。④结晶石英同云母相比能透过更远的紫外光，于是在大约从0.185到2.0微米的区域内都能使用"一级"片〔见表11-15〕。

布鲁哈特和韦尔[11]曾描述由0.1077毫米厚的右旋石英片和0.1013毫米厚的左旋石英片制成的一种稍微不同类型的"一级"片，每一个片的切割均平行于光轴。两个切片应放置得使它们的轴相对，且相互倾斜成约1°的角，以便消除多次反射。他们证明，左旋光和右旋光互相抵消，总的合成作用如同一个没有旋光本领的双折射晶片。在2537埃与3130埃之间的紫外区域，测得的推迟变化在98°47′与73°40′之间，同计算值极为一致。

（二）用于红外的单级片

虽然推迟为$\lambda/4$的结晶石英推迟片，在可见区域由单片材料来制作是太薄了，但在红外区域制成这样一个推迟片所需的厚度还是比较大的。雅各布斯及其同事[118]描述了用于氦—氖激光谱线3.39微米的单级$\lambda/4$片。他们测量了石英在这一波长的双折射，求得其值为0.0065±0.0001，因此，对这样的晶片所需的厚度是0.1304毫米。实际的晶片较此厚度要略薄一些（0.1278毫米），以便使它倾斜10°（使它绕平行于光轴的轴线旋转）而给出严格的$\lambda/4$推迟〔见第573页（五）〕。梅拉德[119]在3.391和3.508微米也测量了石英的双折，所获得的数值分别为0.00659和0.00642（二者±0.00002），此值与雅各布斯所测得的值是一致的。

在红外区域使用结晶石英时，通常所遇到的问题是，寻常光和非常光有着不同的吸收系数，因而无论光线之间的相对推迟如何，要用石英来制造一个完美的波片是不可能的。对于有吸收的波片，要想使它具有严格的$\lambda/4$推迟，必须要求满足[118]

$$\left(\frac{n_o+1}{n_e+1}\right)^2 exp\left[-\frac{(\alpha_e-\alpha_o)\lambda}{\delta(n_e-n_o)}\right]=1 \tag{11-145}$$

式中α_e和α_o分别是非常光和寻常光的吸收系数。在短于3.39微米的波长，双折射有足够地小，以致当$\alpha_e\approx\alpha_o$时有可能近似地满足这个条件。在$\lambda>3.51$微米区域的双折射尚未测量，因而不能精确设计出用于这个波长区域的波片。

对于结晶石英来说（对其他材料也如此），在红外区域发生的另一个问题是，寻常光和非常光的菲涅耳反射系数略有差别，因为它们的折射率和吸收系数通常是不同的。解决这个问题的一个可能办法是，在晶体的表面上淀积各向同性的薄膜，薄膜的折射率应这样选取，要使菲涅耳反射系数有合适的各向异性，从而抵消各向异性吸收效应。另一方面，如果各向异性的菲涅耳反射被证明是不需要的，利用减反射膜能大大地降低各向异性反射。

如果单级结晶石英波片应用于连续的波长范围，那么，由于在石英中的多次相干反射，寻常光和非常光的相位推迟和透射都将依照在本节二中所描述的那种方式，作为波长的函

●关于相位推迟随入射角的改变，有的看法是不正确的，即在波片的两半中相位推迟是相加，而不是相减，其所产生的推迟与一块厚的石英片所产生的推迟相当。

数而振荡。相位推迟的相邻极大值之间的间隔可由方程（11-144）计算。如取 $\lambda=3.3913$ 微米，$n\approx1.4881$ 和 $d=127.8$ 微米，则 $\Delta\lambda=0.03024$ 微米，使用大多数红外仪器能很好地分辨这个量。因此，如果要在一个波长范围内使用波片，则须很好地使表面减反射以消除相位振荡。

（三）多级片

由结晶石英制成的厚推迟片有时用于在单一波长或在分立的一系列波长产生圆偏振光。板的厚度通常有一个或几个毫米量级，以使推迟为波长的整数加上 $\lambda/4$，所以有多级波片的名称。假若只用于某一指定的波长，则多级片和单一的 $\lambda/4$ 片的作用相同；而在其他波长不能达到所需要的推迟。例如，有一个1.973毫米厚的石英片，它在6328埃的干涉级数为 $N=28.25$。由方程（11-136）和表11-15知，这个片子在5890埃具有干涉级 $N=30.52$，所以它在波长5890埃是一个接近完美的半波片。

如果多级片用于在非指定的分立的波长产生圆偏振光，例如用于测量圆振二向色性或线振二向色性，可把它放在起偏器之后，取向与偏振光束的振动面成45°。当波长满足方程（11-136）中的 N 等于1/4、3/4或一般而言等于 $(2M-1)/4$ 时（其中 M 是正整数），出射光束将交替地为右旋和左旋圆偏振光。发生圆偏振的波长之间的频率间隔为

$$\Delta\nu=\frac{1}{2d(n_e-n_o)} \tag{11-146}$$

式中 $\nu=1/\lambda$。如果双折射不依赖于波长，则推迟片将在频率标度上的等间隔处产生圆偏振光，这可便于用来测量圆振二向色性。

为了在一系列波长近似地校准多级推迟片，可把它插进正交起偏器之间，并且与起偏器轴成45°取向。当片的推迟为 $\lambda/2$ 或其奇数倍时发生透射极大；当推迟为一个波长或其倍数时发生透射极小。如果推迟片的厚度已知，测量发生透射极大或极小时的波长，即可决定推迟片的双折射。另外，d 可用测微计测量，从而能够得到 n_e-n_o 的近似值。

帕利克[120]为用于2—15微米红外区域，制作和试验了2.070毫米厚的 CdS 片；他还制作了厚的SnSe、蓝宝石和结晶石英推迟片，以用在红外的各个波段。霍尔茨沃斯[121]用0.8毫米厚的人造石英晶体推迟片在紫外1850～2500埃区域测量了圆振二向色性。贾非等人[122]用厚石英片和线起偏器在紫外区测量了线振二向色性。

（四）对于温度变化的灵敏度

微小的温度变化对于多级片的推迟能产生很大的效应，以下我们来计算这个效应。由方程（11-136）知由于温度变化而造成的程差为

$$(\Delta N)\lambda=\pm\left[\Delta d(n_e-n_o)+d(\Delta n_e-\Delta n_o)\right] \tag{11-147}$$

式中 Δd、Δn_e 和 Δn_o 是在给定的波长下厚度和折射率随时间的变化（式中的二阶项已被忽略）。我们可把线膨胀系数 α（垂直于光轴的）代入这个方程，这里 $\alpha=\Delta d/d$，由方程（11-136）解出 d，获得 ΔN 依赖于 N 的表示式为

$$\Delta N=N\left(\alpha+\frac{\Delta n_e-\Delta n_o}{n_e-n_o}\right) \tag{11-148}$$

如果相位推迟的变化需要用弧度或度表示，则方程（11-148）应分别乘以 2π 或 360°。

对于结晶石英，垂直于光轴的线膨胀系数 $\alpha=13.37\times10^{-6}/℃$，$\Delta n_e=-0.651\times10^{-5}/℃$，$\Delta n_o=-0.547\times10^{-5}/℃$ 和 $n_e-n_o=0.00906$（在6328埃），于是方程（11-148）变为

$$\triangle N = -1.014\times10^{-4}N/℃ \tag{11-149}$$

和

$$360°\triangle N = -0.0365N/℃ \tag{11-150}$$

因此，对于1.973毫米厚的石英片（在6328埃，$N=28.25$），温度增加每摄氏度，相位推迟要减小1.03°。如果波片的温度不是控制得极为精密，则大的推迟温度系数在精密的椭偏测量中能够带来相当大的误差，而在这个测量中起偏器和检偏器装置可作到±0.01°。当温度发生漂移时，在不同时间所取的检偏器读数不能处理得到正确的ψ值（见第一节六）。

（五）对于入射角的灵敏度

入射角（因而也是视场角）对推迟的效应也能确定。如果推迟片绕平行于光轴的轴转动，则寻常光线和非常光线二者都以与正入射时相同的速度行进，但它们必须经过较大的材料厚度。如果入射角θ甚小，则由斯涅耳定律，在石英内的折射角近似地等于θ/n，这里n为几何平均折射率$(n_e n_o)^{1/2}$●。在石英内寻常光束和非常光束在非正入射时的程长近似地为$d/[\cos(\theta/n)]$，于是方程（11-136）变为

$$(N\lambda)_\theta = \pm\frac{d}{\cos(\theta/n)}(n_e-n_o)$$

$$\approx \pm d(n_e-n_o)\left(1+\frac{\theta^2}{2n^2}\right) \tag{11-151}$$

式中θ用弧度量度。在正入射时，$N\lambda$的表示式由方程（11-136）给出，因而随着θ的改变，N的改变量$\triangle N$为

$$(\Delta N)_\theta = \frac{N\theta^2}{2n^2} \tag{11-152}$$

所以当片绕平行于光轴的轴转动时，相位推迟随入射角而改变的量$2\pi(\triangle N)_\theta$正比于片的总厚度（已归并在N中）和入射角的平方。

我们现在计算10°入射角（绕平行于光轴的轴转动）在波长6328埃对于上述1.973毫米厚的推迟片的效应。在正入射时$N=28.25$；$\theta=0.174$弧度，$n_{平均}=1.5475$，得到$(\triangle N)_{10°}=0.18$。这就是说总推迟由28.25改变到28.43，于是$\lambda/4$片几乎变成了$\lambda/2$片。

如果推迟片绕垂直于光轴的轴作了转动，在入射角为90°的极限情况下，光束就要沿光轴行进；此时寻常光线和非常光线以相同速度行进，它们之中一个相对于另一个将不会有推迟。对于任意中间的入射角所发生的推迟比在正入射时的推迟为小。推迟作为入射角的函数，其关系式并非简单，但是和绕平行于光轴的轴转动的情况一样，推迟几乎总是对角度灵敏的。绕与光轴平行或垂直的轴转动的好处是人们可以把一个不精确的波片的推迟精细地调节到所需要的值。绕平行于光轴的轴转动使推迟增大，而绕垂直于光轴的轴转动使推迟减小。

四、消色差推迟片

相位推迟与波长无关的推迟片叫做消色差推迟片。这种推迟片放在起偏器之间不呈现颜色，故名消色差推迟片。消色差推迟片能用各种方法制成。这里只讨论由一种双折射材料制

●实际上在这种情况下寻常光线和非常光线的折射角严格等于θ/n_o和θ/n_e，此外还应考虑非常光线离开推迟片以后为赶上寻常光线在空气中行进的程长。然而对于小入射角这些校正可以忽略。

成的消色差推迟片和由两种或两种以上的不同材料组合成的消色差推迟片。其他方法制成的消色差推迟器将在本节五～七中讨论。

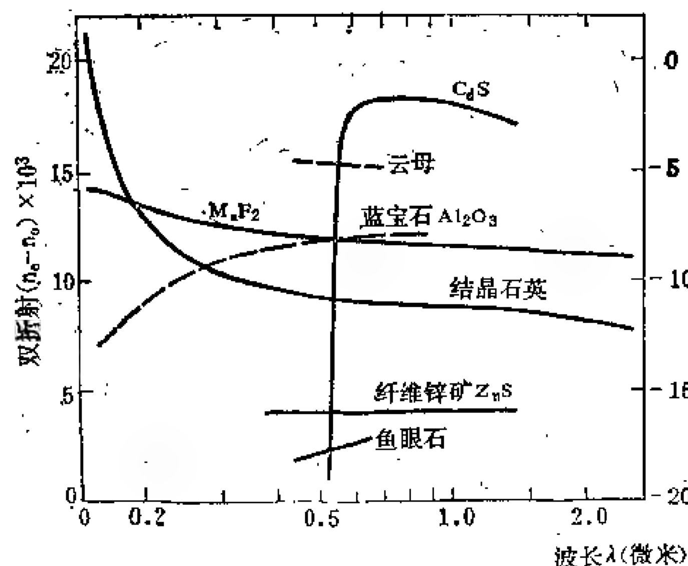


图 11-61 各种光学材料的双折射与波长的关系曲线。左边的标度表示正双折射材料的（实曲线），右边的标度表示负双折射材料的（虚曲线）。

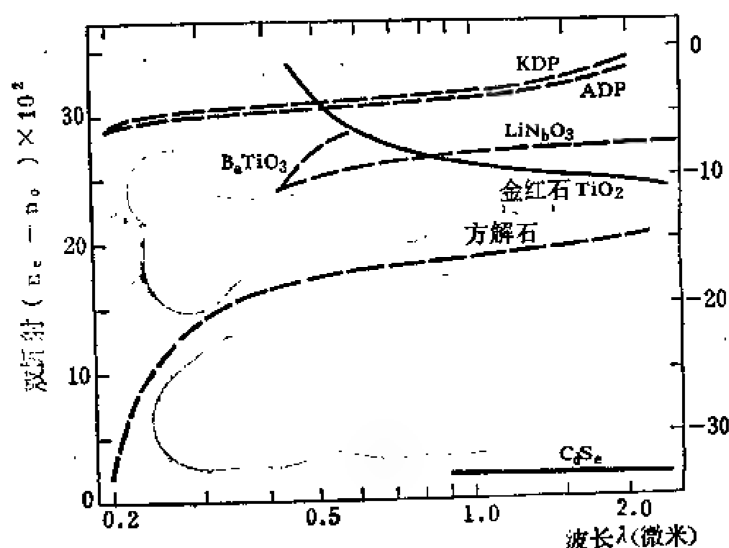


图 11-62 各种光学材料的双折射，其值大于图 11-61 中所示。左边的标度表示正双折射材料的（实曲线），右边的标度表示负双折射材料的（虚曲线）。

（一）最简单的消色差推迟片

最简单的消色差推迟片可由一种材料制成，如果这种材料的双折射满足 $(n_e-n_o)/\lambda$ 与波长无关的要求，亦即要求 n_e-n_o 正比于 λ。这一结果由方程（11-136）得到，因为必须使 $d(n_e-n_o)/\lambda$ 与 λ 无关，才能使 N 与波长无关。（板厚 d 是常数。）各种材料的双折射列举在表 11-15 中并画出曲线于图 11-61 和 11-62 中。只有一种材料鱼眼石，其双折射随波长的增大而正比例地增大（见图 11-61 和表 11-14）●。鱼眼石四分之一波片的相位推迟依赖于波长的曲线如图 11-63 中曲线 4 所示。图 11-63 中还包括其他消色差 $\lambda/4$ 片以及石英和云母的简单 $\lambda/4$ 片的曲线。鱼眼石的相位推迟随 λ 而变，不象菱体型推迟器那样几乎是一常数，但比其他“消色差”$\lambda/4$ 片变化小得多。因为鱼眼石的双折射很小，所以鱼眼石 $\lambda/4$ 片所需厚度约为 56.8 微米，这样的厚度足可以把它做成单片而不必做成“一级”片。可惜光学品位的鱼眼石稀少，这里提出数据的样品产自瑞典。有些报导指出，另外的鱼眼石样品的光学性质可能有异：有各向同性的，有单轴负晶体，甚至有光轴平面交叉色散的双轴晶体。

有些塑料膜，在制备过程中将它张紧，会有与波长几乎成比例的双折射；如有适当的膜厚，则可用作消色差推迟片。图 11-63 中曲线 3 表示了张紧纤维素硝酸脂膜的推迟。张紧纤维素醋酸脂片与张紧纤维素硝酸脂片轴互相平行的组合也能制成适用于可见区的消色差 $\lambda/4$片。应用张紧塑料膜制作推迟片的好处是价格低廉，容易获得，在大面积内推迟是均匀的以及能用在强会聚光中。然而，每一片必须挑选，因为双折射强烈地依赖于

●对于负双折射材料，要求 $-(n_e-n_o)$ 正比于 λ。

制备过程中的处理，并且各片有不同的厚度，其结果各片的推迟不一定是 $\lambda/4$ 或 $\lambda/2$。恩诺斯[123]还发现，虽然推迟量在片的大面积内是均匀的，但有效晶轴的方向逐点改变，在他试验的样品上高达1.5°。因此，膜推迟器在许多应用中显得很好，但不适于高精密度的测量。

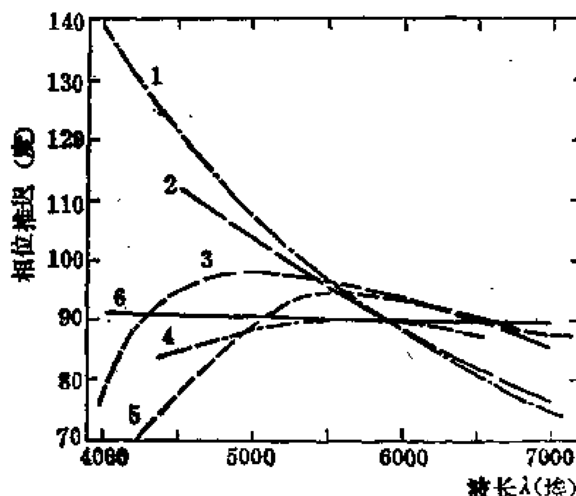


图 11-63　$\lambda/4$ 片的相位推迟依赖于波长的曲线：1——石英；2——云母；3——张紧的塑料膜；4——鱼眼石；5——石英-方解石消色差组合。曲线 6 是菲涅耳菱体的曲线，但也表示所有的其他菱体。

（二）多种材料的组合片

消色差推迟片可由双折射材料配对构成，这些材料如结晶石英、蓝宝石、氟化镁、方解石或双折射数据列在表 11-15 中的其他材料。假定消色差推迟片由材料 a 和 b 构成，这两种材料的厚度分别为 d_a 和 d_b，并假定在波长 λ_1 和 λ_2 消色差。由方程（11-136）得到关系式：

$$N\lambda_1 = d_a\Delta n_{1a} + d_b\Delta n_{1b}$$
$$N\lambda_2 = d_a\Delta n_{2a} + d_b\Delta n_{2b} \tag{11-153}$$

式中对于 $\lambda/4$ 片，$N=1/4$；对于 $\lambda/2$ 片，$N=1/2$，各 Δn 是各所用材料在指定波长的 $n_e - n_0$ 值。对于正单轴晶体 Δn 是正的，对于负单轴晶体 Δn 是负的。（一个正单轴材料和另一个正单轴材料用在一起时，使他们的快轴互成正交；在这种情况下第一个材料的 Δn 为负值。）由方程（11-153）可解出 d_a 和 d_b：

$$d_a = \frac{N(\lambda_1\Delta n_{2b} - \lambda_2\Delta n_{1b})}{\Delta n_{1a}\Delta n_{2b} - \Delta n_{1b}\Delta n_{2a}}$$
$$d_b = \frac{N(\lambda_2\Delta n_{1a} - \lambda_1\Delta n_{2a})}{\Delta n_{1a}\Delta n_{2b} - \Delta n_{1b}\Delta n_{2a}} \tag{11-154}$$

作为组合推迟片的例子，设计了一个在波长 $\lambda_1 = 0.508$ 微米和 $\lambda_2 = 0.656$ 微米消色差的结晶石英和方解石的 $\lambda/4$ 片。石英有正的双折射，方解石有负的双折射（见表 11-15），因而 Δn_{1a} 和 Δn_{2a}（对于石英）是正的，Δn_{1b} 和 Δn_{2b}（对于方解石）是负的。由方程（11-154）得 $d_{石英} = 426.2$ 微米和 $d_{方解石} = 21.69$ 微米；所以在这两个波长相位推迟严格等于 90°。然后利用形式如（11-153）式的方程计算对于可见区域所有波长的 N 值，所用双折射值取自表 11-15，计算结果画成如图 11-63 中的曲线 5。虽然这个石英-方解石组合的消色差性不如用菱体型装置或鱼眼石所获得的消色差性好，然而在波长区域 4900—7000 埃的相位推迟是在 90°±5° 以内，比单独云母或石英的 $\lambda/4$ 片的推迟要稳定得多。更好的双片组合已由贝克尔斯[124]计算出，最好的是 MgF_2-ADP 和 MgF_2-KDP，它们分别有百分之 ±0.5 和 ±0.4 的最大偏差，与此比较，石英-方解石组合在相同的 4000—7000 埃波长区域有最大偏差百分之±7.2。为产生 $\lambda/4$ 推迟所需的材料厚度为 $d_{MgF_2} = 113.79$ 微米，$d_{ADP} = 26.38$ 微米和 $d_{MgF_2} = 94.47$ 微米，$d_{KDP} = 23.49$ 微米。因 ADP 和 KDP 要这么薄，所以可像"一级"片那样，将组合片的这个单元用两片材料制成。

如果想得到较好的消色差性，但不希望用菱体型 $\lambda/4$ 装置时，可应用满足以下关系式的三种材料：

$$N\lambda_1 = d_a\Delta n_{1a} + d_b\Delta n_{1b} + d_c\Delta n_{1c}$$
$$N\lambda_2 = d_a\Delta n_{2a} + d_b\Delta n_{2b} + d_c\Delta n_{2c} \quad (11\text{-}155)$$
$$N\lambda_3 = d_a\Delta n_{3a} + d_b\Delta n_{3b} + d_c\Delta n_{3c}$$

式中各 Δn 是各材料在波长 λ_1、λ_2 和 λ_3 的双折射。

不只是在三个波长，而是在所需的整个波段，可求得最佳厚度以使离开消色差性的最大偏差减至最小。这样，贝克尔斯获得了石英、方解石和 MgF_2 的三单元组合，这个组合在4000—7000埃波长区域内有一个波长的推迟❶，其最大偏差只有百分之±0.2。如果波长区域扩展到3000—11000埃，用同样三种材料而厚度稍有不同，则最大偏差增大到±2.6%。有人设计了用于真空紫外的石英、MgF_2 和蓝宝石三单元 $\lambda/4$ 片[125]。

五、菱体型推迟器

（一）用作消色差 $\lambda/4$ 推迟器的理论

菱体型推迟器是具有适当接收角和大小合适的最简单而且稳定的和高度消色差的 $\lambda/4$ 推迟器。本节要描述其中的几个；如何选择其中一个用于特定的目的，取决于①光学系统的几何形状（是否允许光束偏向或平移？），②波长范围，③光束的准直度，④光束的直径（决定推迟器的孔径），⑤可利用的空间和⑥要求的准确度。几个类型的菱体装置如图11-64所示，图中近似地按比例画出长度-孔径比的估计值。

当相对于入射面的方位角为45°的平面偏振入射光束遇到两次或多次内反射时❷，则可由反射时的 p 分量和 s 分量的相变之差导出一切菱体的相位推迟。如果 δ_p 和 δ_s 是相变，则它们之差 Δ 由下式给出：

$$\tan\frac{\Delta}{2} = \tan\left(\frac{\delta_p}{2} - \frac{\delta_s}{2}\right) = \frac{\cos\theta\sqrt{n^2\sin^2\theta - 1}}{n\sin^2\theta} \quad (11\text{-}156)$$

式中 n 是材料的折射率，θ 是内部的入射角。制造菱体的材料必须是均匀的和各向同性的，因为相位推迟必须不为应变双折射所改变。方程（11-156）给出了单次内反射的相位推迟。有两个相等反射角的菱体，为了使出射光是圆偏振的，每次反射的 Δ 应当是45°。通常，菱体的总相位推迟是每次反射所产生的相位推迟的总和。

为了确定菱体的消色差性如何，把适当波长的 n 值代入方程（11-156）。以这种方法对图11-64中所示的每一个菱体，计算出表示相位推迟随波长变化的曲线，如图11-65和11-66所示。每个菱体的推迟严格等于90°的相应的波长，依赖于菱体材料的折射率和入射角以及菱体设计。如果入射角稍微变一点，则整个曲线平行于 y 轴移动，而且与90°线相交于另一波长。在紫外区域，由于玻璃的折射率增大而引起相位推迟增大。

为了求得相位推迟在90°的指定范围内菱体的接收角，把 θ 的不同值代入方程（11-156）以获得如图11-67中所示的曲线。图中的0°角意味着光束是正入射在菱体端面上；而内部的入射角列于表11-16中。负的入射角对应于较小的内部入射角，正的入射角对应于较大的内部入射角。波长的选取是当外部入射角等于0°时，相位推迟准确地为90°。

---

❶为了获得 $\lambda/4$ 推迟所需要的厚度值，可将求得的所有 d 值乘以1/4。百分偏差应保持不变。

❷如果材料的折射率足够高，则可由单次内反射的"菱体"制成 $\lambda/4$ 推迟器，例如哈尔建议用金刚石，尤克汉诺夫建议用锗和其他高折射率红外透射材料。

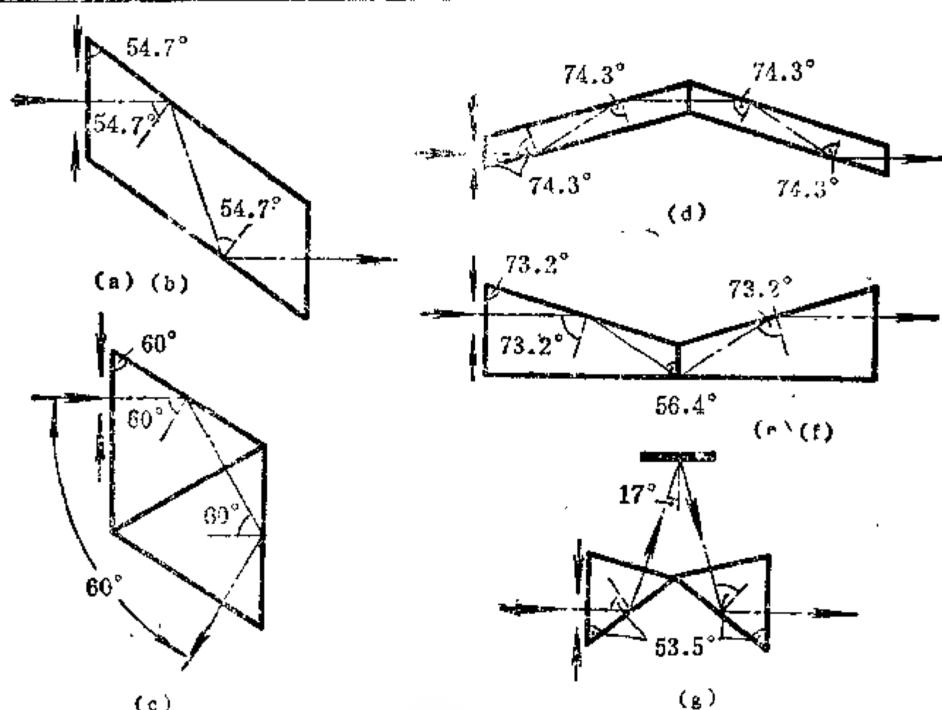


图 11-64　菱体的类型：(*a*)菲涅耳菱体，(*b*)金改进的有 51.5° 角和一个反射面上镀有 200 埃 MgF_2 的菱体，(c) 穆尼菱体，(d) 消色差器 1 (*AD*-1)，(e) 消色差器 2 (*AD*-2)，(f) 角度改变为 72.2° 并在基面上镀有 275 埃 MgF_2 的 *AD*-2，(g) 消色差器 (*AD*)（两个玻璃棱镜和一个铝反射镜）。箭头表示有用孔径。

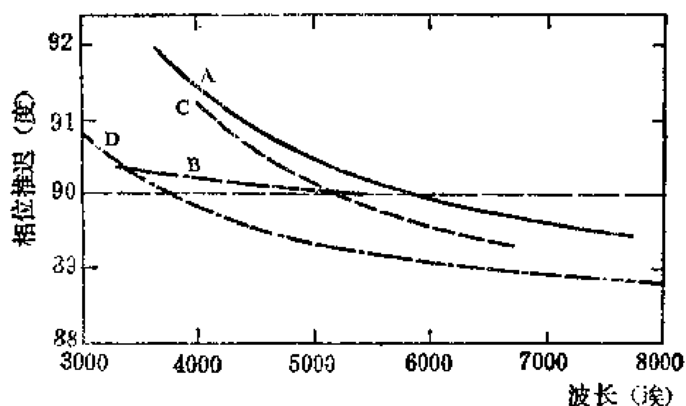


图 11-65　图 11-64 中所示的几种菱体的相位推迟随波长的变化曲线：A，菲涅耳菱体；B，镀膜的菲涅耳菱体；C，穆尼菱体；D，*AD*-1。

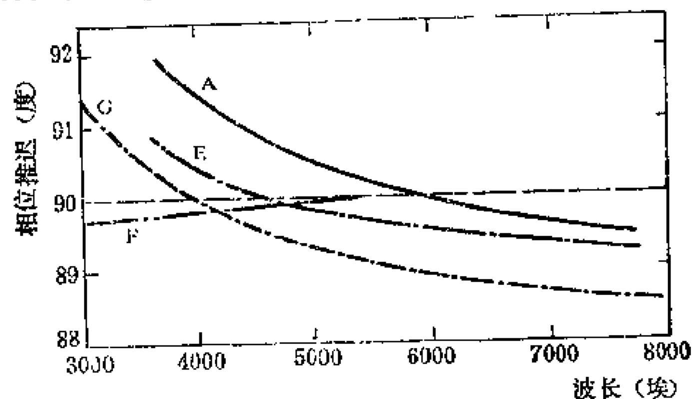


图 11-66　图 11-64 中所示的几种菱体的相位推迟随波长的变化曲线：A，菲涅耳菱体；E，*AD*-2；F，镀膜的 *AD*-2；G，*AD*。

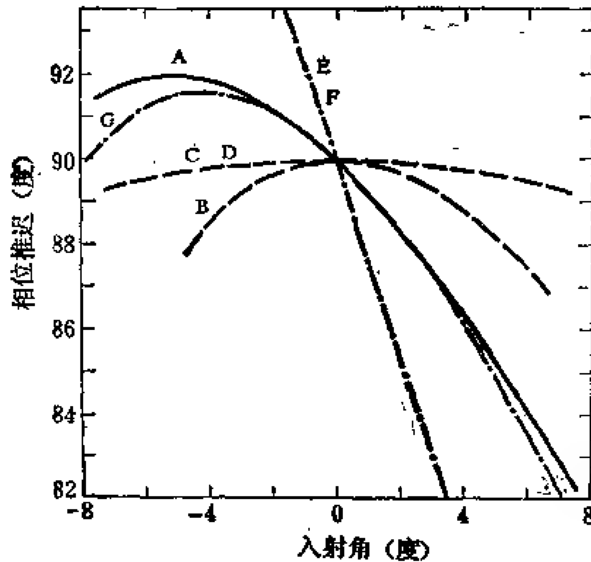


图 11-67 菱体的相位推迟随外部入射角的变化曲线。负角对应于较小的内部入射角，正角对应于较大的内部入射角。

（二）菲涅耳菱体

菲涅耳菱体的传统型式（图 11-64(*a*)是用 $n_D=1.51$ 的冕牌玻璃制成的；因此存在两个入射角 48°37′ 和 54°37′，每次反射引起的相位推迟是 45°。通常选用较大的角，因为消色差性相当好。为了计算相位推迟随波长的变化，我们选取 $n_D=1.51100$ 的硅酸硼冕牌玻璃，因而较大的入射角实际上是54.72°。（菱体的锐角也应为 54.72°，以便光正入射到菱体的端面上。）图 11-65 和 11-66 的曲线 *A* 表示，在可见光区域相位推迟的变化约为 2°，图 11-67 中的曲线 *A* 表示，相位推迟在 0° 外部入射角附近不是对称的。

表 11-16　消色差菱体的性质[126]

名称	光线路程	内部的入射角（度）	材料	折射率		相位推迟的变化			
						随波长		随入射角	
				n	波长（埃）	变化（度）	波长（埃）	变化（度）	角（度）
菲涅耳菱体	平移	54.7	冕牌玻璃	1.511	5893	2.5	3650～7682	9.1	-7～+7
镀膜菲涅耳菱体	平移	51.5	冕牌玻璃	1.5217	5461	0.4	3341～5461	2.5	-4～+6
	平移	54.0	熔凝石英	1.4880	3000	0.7	2148～3341	<0.5	-1.5～+1.5
穆尼菱体	偏向	60.0	火石玻璃	1.650	5893	1.9	4047～6708	0.7	-7～+7
AD-1	不偏向	74.3	熔凝石英	1.4702	4000	2.0	3000～8000	0.7	-7～+7
AD-2	不偏向	73.2 56.4	熔凝石英	1.4702	4000	2.9	3000～8000	13.2	-3～+3
镀膜*AD*-2	不偏向	72.2	熔凝石英	1.4601	5461	0.3	2140～5761	6.0	-1.5～+1.5
AD	不偏向	53.5	冕牌玻璃	1.511	5893	1.6	3650～7682	9.4	-7～+7

帕利克[120]建议在红外区用 NaCl 和 CsI 菱体。在 1—13 微米波长区域，具有锐角 53°20′ 的 NaCl 菱体的相位推迟在 93.7° 到 86.3° 范围内。如果把这个菱体放在 $f/4.5$ 系统的焦点上，则在 9 微米的相位推迟值在 85.2° 和 90.5° 之间。具有锐角 60°30′ 的 CsI 菱体的相位推迟在 10 到 40 微米区域内由 92.0° 变到 89.6°。然而相位推迟随接收角的变化要比 NaCl 菱体的大得多；为了把相位推迟保持在正入射时的值的 5° 以内，应把系统的光阑缩小到约 $f/9$。还可用聚乙烯、石蜡和结晶石英作为红外菱体的材料。

（三）镀膜菲涅耳菱体

金[127]和克拉彭等人[98]改进了菲涅耳菱体，使推迟对于 0° 的外部入射角为对称的；用此方法使对于给定接收角的相位推迟得以减小。这是在菱体的一个或两个内反射表面上蒸镀

适当厚度的各种材料来完成的。蒸镀的膜能把相位推迟的最大值准确地调整到 90°，并且有时能使相位推迟随波长的变化减小。更重要地是能补偿玻璃中的应变双折射，并能修整抛光过程剩留的表面层。特别是在紫外区工作时，这样做特别重要，因为在一级近似下，由剩余应变引起的相位推迟与波长成反比。

对一个反射面上镀有 200 埃 MgF_2 膜的冕玻璃菱体，测得的消色差曲线如图 11-65 中的曲线 B 所示。在波长 3341—5461 埃范围内相位推迟的变化只有 0.4°，从而这种菱体和金镀膜的 AD-2（*Kings coated AD*-2）成为所有菱体中最好的消色差菱体。测得的相位推迟随接收角的变化（图 11-67 中的曲线 B）也是比没有镀膜的菱体小得多，而且对 0° 点几乎是对称的。如果接收角限制在 ±0.2° 以内（这个限制量是合理的），则推迟只变化 0.4°，因此和推迟随波长的变化不相上下。

克拉彭等人[98]也给熔凝氧化硅菱体镀了各种厚度的 NdF_3 和 MgF_2 膜，在紫外波长区域达到了极好的消色差。

所有的菲涅耳型菱体都有这样的缺点，它们都使光束平移（但不偏向）。使光束恢复到其轴向位置的方法之一是附加两次无相位推迟的反射。

（四）穆尼菱体

穆尼[128]建议的如图 11-64(c)所示的菱体，由两个相接触的 60° 重火石玻璃棱镜组成。光正入射在第一个棱镜的端面上，再以 60° 角全内反射两次，最后由直通的方位偏向 120° 离开菱体。光束的这种偏转使得难于把穆尼菱体用在普通的同轴光学系统中。然而，在所有菱体中，这个菱体有与其长度成比例的最大的孔径，而且由于两次内反射的补偿特性，这菱体也有很大的接收角。在菲涅耳菱体中，如果内入射角在第一次反射时增大，则在第二次反射时也增大相同的量，因为两个内反射面是平行的。用穆尼菱体时，如果第一个内入射角增大，则第二个内反射角要减小同样的量，因此，一级近似，总的相位推迟不变（图 11-67 中的曲线 c）。

这里讨论的所有菱体中，穆尼菱体的相位推迟随波长的变化（图 11-65 中的曲线 c）最大，因为重火石玻璃的折射率随波长的变化最快。最好用不同的材料来制造菱体，例如用熔凝石英，且要相应地改变角度。

（五）消色差器 1 和 2（*AD*-1 和 *AD*-2）

这些器件是由一对串接的菱体组成的，最先由奥克斯利[129]提出，后来基泽尔等人[130]又重新发展。AD-1 和 AD-2 是用熔凝石英制成的，分别以图 11-64 d 和 e 所示的角度发生了四次和三次内反射。它们超过上述各种菱体的主要优点是光束不发生偏向或移动。因为它们是用熔凝石英制成的，所以有很平坦的消色差曲线（图 11-65 中的曲线 D 和图 11-66 中的曲线 E）。AD-1 有和穆尼菱体相同的优点：它的反射是补偿的，因而有同样小的推迟随波长的变化（图 11-67 中的曲线 D）。然而它的有用孔径与全长相比很小，这个比值近似地为 1∶17.5。再者，在石英中长的光束路程不可避免地要导致几度的相位推迟，这是由石英中的剩余双折射引起的，所以实际上决不可能达到良好的理论性能。

AD-2 有较满意的长度-孔径比，可以把它设计得较短，因此受应变双折射的影响应当较小。然而由于三次无补偿的反射，它的推迟对于入射角非常灵敏（图 11-67 中的曲线 E）。调准也是要求苛刻的，必须使入射光束严格地正交于端面，以防止出射光束偏向。

克拉彭等人[98]修改了 AD-2，把棱镜角改变为 72.2°，并在基面上镀 275 埃厚的 MgF_2

膜。其结果相位推迟随波长的变化非常小（图 11-66 中的曲线 F），但不能减小相位推迟对于入射角的灵敏度（图 11-67 中的曲线 F）。

（六）消色差器（AD）

最后一个 $\lambda/4$ 推迟器（图 11-64(g)）是克拉西洛夫[131]设计的，它由等腰棱镜中的两次全内反射和在镀铝表面上的一次外反射构成。遗憾的是克拉西洛夫在他的文章中发生了几处计算错误，因此角度要全部重新计算。AD 的优点是光束不偏向和不移动，而且和它的长度相比有比较大的孔径。波长消色差(图 11-66 曲线 G)几乎和AD-1 的一样好，比 AD-2 的更好，即使所有这些器件都用熔凝石英制成。AD 的接收角特性（图 11-67 曲线 G）和菲涅耳菱体的原型类似。这种推迟器的主要缺点是难以调准，因为是三个独立的部分。

六、复合推迟片

复合推迟片是由两个或几个相同材料的单元组合成的，它们的光轴相互成适当的角度。一些复合推迟片几乎具有真正的推迟片的全部性质，而另一些则不然。以下叙述在给定波长下产生圆偏振光的复合推迟片，起消色差圆起偏器作用的复合片，以及起消色差偏振旋转器作用或起赝 $\lambda/2$ 片作用的复合片。光轴相互成任意角的几个双折射片组合的作用，利用邦加球能够容易了解。

（一）非消色差圆起偏器

在讨论用作圆起偏器的二元复合片以前，我们先说明用来使表面的反射光减到最小的圆起偏器，例如用它减小示波器荧光屏上的反射光，同时使光由荧光屏透过。这种器件是用线起偏器（通常用人造偏振片）胶合在张紧的醋酸丁酯片（其作用如同 $\lambda/4$ 推迟片）上而成，起偏器的光轴与推迟器的快轴和慢轴成 45°。这种组合体让通过它一次的光透过，而消除通过它两次的光（在两次通过之间有一次反射）。这个器件的工作方式类似于将在本节八、（三）中描述的用作检验 $\lambda/4$ 推迟片的恩伯森检验装置[132]。这个圆起偏器不是消色差的，因为张紧塑料膜的推迟随波长的增加而增加。

二元复合片也可以用作产生圆偏振光的推迟片。为了区别这种复合片与真正的 $\lambda/4$ 推迟片，我们把前者叫做圆起偏器。（此时假定入射光是平面偏振光。）二元非消色差复合片的理论是任何两个推迟片，如果其推迟的总和在 90° 与 270° 之间，就能用来组合产生圆偏振光。于是，一个推迟精确地为 $\lambda/4$ 的复合片可以由差不多是任意推迟的两个片制成。这是一个显著的优点，因为把云母劈成具有严格正确的厚度是困难的事。

如果两个片具有相同的推迟 δ（在 45° 和 135° 之间），则可使普遍表示式发生某些简化。为了由入射的平面偏振光产生圆偏振光，两个片的快轴之间存在一个唯一的角 ψ_c，这个角度满足下式

$$\cos 2\psi_c = \pm\cot^2\delta \tag{11-157}$$

入射平面偏振光束的振动方向与第一个片的快轴之间的夹角 θ_1 也是特定的。当产生圆偏振光时，这个角用 θ_{1c} 表示，它满足下式

$$\sin 2\theta_{1c} = \pm\cot\delta \tag{11-158}$$

旋转同一复合片，使 $\theta_1 = \theta_{1p}$ 并满足

$$\cot 2\theta_{1p} = \tan\psi_c \cos\delta \tag{11-159}$$

时，也会产生平面偏振光。因此，角 θ_{1p} 定义出复合片的一个轴，因为入射平面偏振光束的

振动方向对于复合片的第一个单元的快轴取向为 θ_{1p} 时，会出射平面偏振光❶。然而，振动面将转过一个角度 $\phi_2-\theta_{2p}$，其中 ϕ_2 是光通过两个片之后的振动面与第二个片的快轴之间的夹角，而 θ_{2p} 是入射平面偏振光的振动方向与第二个片的快轴之间的夹角。注意所有的这些角必须按固定的方向测量。

在简单的 $\lambda/4$ 片中，为了出射光是圆偏振光，入射平面偏振光的方位角必须相对于快轴或慢轴为 45°。对于复合片，相应的角 $\theta_1-\theta_{1p}$ 也等于 45°。复合片还类似于简单的 $\lambda/4$ 片的是，当一束平面偏振光以任意的方位角通过复合片时，出射椭圆光束的方位角与入射光束的方位角无关❷。

如果有一个复合四分之一波片，则可用以下的方法测量未知样片的推迟。把样片放在起偏器与复合片之间，使起偏器的轴平行于复合片的一个"轴"。样片的快轴和慢轴必须是确定了的，并使它对于起偏器的轴取向于 45° 的方位角。在这样的安置中，复合片把未知的椭圆振动转变成直线振动，其方位角可由检偏器的消光方位来确定。于是样片的相位差可由检偏器的方位角计算出。

为制造产生圆偏振光的复合片，可以从两个具有相同推迟的片开始，这两个片的推迟可以用本节八、（三）中给出的方法之一测定。两个快轴之间的夹角 ψ_c 可由公式（11-157）近似地确定，两个片按照这个角度装配。（两个片的快轴方向假定是已知的。如果不知道，可由本节八、（二）中给出的方法确定。）把这个组合放在固定起偏器与旋转起偏器之间〔固定起偏器是这样放置的。使 θ_1 适合方程（11-158），这个角可叫做 i_{c1}〕，调节 ψ_c 和 θ_1 直到旋转起偏器旋转时，在此旋转频率的正弦波消失为止。这个组合不是消色差的，所以在安装过程中所用的光源必须与实际实验用的光源具有同一波长。为了达到复合片的最佳性能，每个单片应镀以减反射膜，以使片之间的附加反射最小。另一个办法是把两个片胶合在一起成为一个片。

艾本[133]描述了调准复合片的另一方法，这方法需要一个起偏器和一个检偏器，而不需要旋转的偏振片或光电探测器。起偏器与检偏器成正交，将第一个双折射片插入其间并旋转，直到完全消光为止。在这样的安置中，片的一个轴和起偏器的轴相重合。其次，把起偏器转过角度 θ_{1p}，并把检偏器转过角度 $\psi_c+\phi_2$。然后插入第二个片，转到完全消光为止。复合片此时装置得使平面偏振光通过它并成为振动面旋转了的出射平面偏振光；检偏器使出射平面偏振光消光。如果整个复合片现在旋转 45°，则由片射出的光是圆偏振的，不能用检偏器使它消光。在这个调准过程中，必须细心地以固定方向测量所有角度。

维奥利诺[134]描述了一种可变的圆起偏器，它是由对于波长 λ_0 的两个 $\lambda/4$ 片制成。他指出这个系统对于 $2\lambda_0/3$—$2\lambda_0$ 范围内的任意单色波长可以调节到产生完全的圆偏振光。在这个系统的一次实验检验中，他用了对于钠 D 线或对于铷 D_1 线的一对 $\lambda/4$ 推迟片。用这个复合片装置在这二者中的任一波长，测得的推迟为 90°±10′，作为比较，他用一个单片能做到的最好结果是 90°±3°。

（二）消色差圆起偏器

上面的讨论只限于非消色差的复合片。现在我们讨论由两个或几个相同材料的单元制成

---

❶对于简单的 $\lambda/4$ 片，入射平面偏振光的振动面平行于快轴或慢轴时，出射光是平面偏振的而不旋转。

❷对于简单的 $\lambda/4$ 片，出射的椭圆偏振光束的方位角，总是沿着片的快轴，或者沿着片的慢轴。

不同的消色差或准消色差组合。为了和真正的$\lambda/4$推迟片相区别，把这些称为消色差圆起偏器（如在本节里劈裂云母中假设的，入射光是平面偏振光）。通常消色差度是依赖于所要求的波长间隔而变的，波长间隔越小，则消色差越好。

德斯特里奥和普劳托[135]首先提出用相同材料的两个片迭加的方法制作准消色差圆起偏器，这两个片对于要求消色差的范围的中心波长来说，一个是$\lambda/2$片，一个是$\lambda/4$片。两个片的快轴之间的夹角是$60°-\beta$，此处β是小于3.5°的角，这个角依赖于片的性质和消色差的光谱区域而变。入射平面偏振光束与第一个$\lambda/2$片的慢轴成15°角。在由对钠D线的$\lambda/2$和$\lambda/4$云母片制成的这种类型的消色差推迟器的实验检验中，这些作者在可见光谱区域（0.44—0.64微米）获得了变化范围为83°—95°的推迟，并且说如果波长范围减小，则消色差还可改进。

奥斯特伯格和卡兰独立地发现了与德斯特里奥和普劳托提出的相同的$\lambda/2$，$\lambda/4$消色差组合[136]，并研究出详细的理论。他们发现，如果两个片的推迟准确地有比值2：1，则存在着两个波长λ_1和λ_2，在此二波长组合的推迟正好是$\lambda/4$。这两个波长可以使在λ_0彼此相等（在这里两个单片分别严格地具有$\lambda/2$和$\lambda/4$的推迟）或者变得$\lambda_1<\lambda_0$和$\lambda_2>\lambda_0$。于是我们可以把λ_1和λ_2放置在可见或红外区域的各种波长，只要简单地改变两个片的轴之间的夹角，从而在所要求的波长区域内获得消色差圆起偏器。因此这个组合比下面叙述的潘查拉特纳姆的三元组合更为灵活。

潘查拉特纳姆用同样材料的三个片迭加制成消色差圆起偏器；前两个片是半波片，第三个片是四分之一波片，这些都是对所覆盖的光谱区域的中心波长λ_0来说的。如果双折射的色散可以忽略，则这个组合可以在三个波长$(1-\varepsilon/90°)\lambda_0$，$\lambda_0$和$(1+\varepsilon/90°)\lambda_0$产生精确的圆偏振光，这里$\varepsilon$是简单的$\lambda/4$片在$\lambda_0$附近的波长产生的推迟与90°之差。可设想两个极端波长如所需要的那样离得很开，不过消色差不如两端波长离得近时那样好。潘查拉特纳姆说，三元组合与普通$\lambda/4$片作用不同，因为当起偏器由产生圆偏振光所必需的方位角转过45°角时，所有出射波长都是接近平面偏振的，但是方位角不同。（在真正的$\lambda/4$片中，振动平行于快轴或慢轴的平面偏振光射出沿入射方位角振动的平面偏振光）。

潘查拉特纳姆还描述了消色差圆起偏器的第二种设计，设想其作用更象真正的$\lambda/4$片。这组合是由三个双折射片迭加而成；两边的两个具有相同的推迟，并使它们的快轴平行。中间的片对于覆盖的光谱范围的中心波长λ_0是$\lambda/2$片。这个设计对于两个波长$(1-f)\lambda_0$和$(1+f)\lambda_0$是严格消色差的，这里f是每个单片的推迟的分数乘数。如果材料中双折射的色散是明显的，则看做是消色差组合的波长范围要改变，但是基本理论假定保持不变。潘查拉特纳姆没有给出推迟的大小随波长变化的值，只说当白色平面偏振光通过这种复合片两次时，几乎完全消光。奥斯特伯格和卡兰[137]得出了这种组合的理论，并证明了潘查拉特纳姆的断定。然而，他们得出结论，他们的二元组合具有好的性能，并且比限定较多的三元组合更为灵活。

消色差度很高的推迟片，或者推迟为任意所需波长的函数的推迟片，可利用哈里斯等人描述的综合程序来设计。所需要的双折射片的数目取决于推迟作为波长函数的形式。麦金太尔和哈里斯[138]设计、制造和检验了一个由4000到8000埃波长区域的消色差圆起偏器。它是由每片厚1毫米和8毫米见方的10个蓝宝石片组成，在这个波段用频率标度测量的中心5333埃的推迟为$\pi/2$（不是$\pi/2\pm2N\pi$）。每一个片都磨光和抛光到计算的推迟的百分之一波

长以内。这些片装在可以绕三个互相垂直的轴转动的支架内，然后整个放入折射率匹配的油浴中以消除片之间的多次反射。在整个可见光谱区域内（4000—8000埃）这个圆起偏器的推迟的计算值是 90°±15′，在实验误差的限度内测量证实了这个值。任何复合片的消色差以这种装置为最好，但它的缺点是太长（实验模型长 457 毫米，后来减为 51 毫米）而且难以装配和调整。如果对于一个实验要求有这样的消色差度的消色差圆起偏器，考虑用本节五中叙述的菱体型设计中的一个为宜。

（三）消色差偏振旋转器

两个重迭的双折射片也能在有限的情况下用作偏振旋转器。亚当斯和韦克斯勒[139]以及文本[133]曾经指出，对于任何两个双折射片的组合，可以找到两个互相垂直的方位角，以使入射的平面偏振光由这个复合片射出成为直线偏振光。然而光的振动面旋转了 $\phi_2-\theta_{1p}$ 角，这里各角与本节六、（一）中的有相同的意义。真正的半波片可以使入射平面偏振光的方位角连续变化，所以复合片很少注多用途的。

制作产生180°相差的复合片是可能的，因而能把入射平面偏振光束的振动面转过90°角。而且制作这样的消色差系统也是可能的。科斯特指出，如果两个 $\lambda/2$ 片放置得使它们的慢轴分别与入射振动平面成 22.5° 和 67.5° 角，则每个片把振动面旋转 45°，整个组合把入射光束旋转 90°。然而这个组合不是消色差的。如果把这两个角变为 $22.5°+\delta$ 和 $67.5°-\delta$，这里 δ 是 1° 数量级的小角度，则在这两个波长 λ_1 和 λ_2 入射平面偏振光的振动面转动 90°，而只有很小的椭圆偏振光成分。这个系统可用三个或四个半波片改进。把在 0.546 微米有 $\lambda/2$ 推迟的四个云母片装成使它们的慢轴分别与入射光束的振动面成 8°，30°，60°和 82°，则分别在波长0.325，0.468，0.625和0.768微米产生90°的旋转。因此这个复合片在整个可见和近紫外光谱区域都是消色差旋转器。科斯特用琼斯计算法推出了二元和三元$\lambda/2$片消色差组合的理论，并用邦加球作图作了校验。四元的情况完全是在邦加球上研究的，因而消色差波长只是近似值。

一个对波长 λ_0 的三个半波片的复合系统，它的三个片的方位是相互成相等的 ψ 角。这些片组成对波长 λ_0、λ_1 和 λ_2 有 180° 相位推迟的复合片，此处 $\lambda_1=\lambda_0/(1+2\varepsilon/180°)$，$\lambda_2=\lambda_0/(1-2\varepsilon/180°)$（忽略了波长间隔中的双折射的色散）。单片的相位推迟对波长 λ_1是 $180°+2\varepsilon$，对波长 λ_2 是 $18°-2\varepsilon$。例如，如果片在 $\lambda_0=0.520$ 微米的推迟为 180°，而且 $\varepsilon=20°$，则 $\lambda_1=0.425$ 微米，$\lambda_2=0.670$ 微米。在此情况下 ψ 是 66°10′，但片相对于入射平面偏振光的方位没有给出。这个复合片据说几乎在整个可见光谱区域把入射平面偏振光的振动面旋转 90°，而且对于中间波长复合片在正交起偏器之间的透射，与全透射相差不超过百分之几。

七、非常的推迟片

有几种推迟片的推迟是用非寻常的方法获得的。麦基尔拉斯[85]描述了用于真空紫外 1216 埃赖曼 α 线的圆起偏器。非偏振的赖曼 α 辐射以 60° 入射角从Al_2O_3或 MgF_2 镜上反射成为直线偏振光，然后以 52°±2° 的入射角从陈旧的铝镜（即曝露在空气中形成的 Al_2O_3 膜）上反射成为圆偏振光。麦基尔拉斯发现，几乎在所有的入射角，$r_p=r_s$，r_p 和 r_s 是对于 p 分量和 s 分量的振幅反射系数；以 52° 入射时，$r_p^2=r_s^2=0.50\pm0.05$。

帕利克[120]还提出了一种用于红外的反射型圆起偏器。他建议用如像锑化铟那样的半导

体，并且计算了 InSb 片在平面偏振光中的取向角。因为光学常数随波长而变化，所以 InSb 片随着波长的变化要重调。

在远红外区，里查兹和史密斯[140]指出，圆起偏器可以用在回旋共振频率附近运转的磁致旋光固体构成。在共振频率时材料吸收一个向指的圆偏振光，例如吸收右旋转圆偏振光而透光另一向指的圆偏振光。InSb 在频率 51 厘米$^{-1}$（$\lambda \approx 0.196$ 毫米）和在磁场强度 7.12 千奥斯特下使用，不需要的向指的圆偏振光的透射功率在±5 厘米$^{-1}$ 带宽内最大为百分之二。虽然为了使用超导磁体，实验是在 42 开尔文的温度下完成的，但 InSb 圆起偏器可以在较高的温度下使用，因为载流子的浓度保持不变，而迁移率由于温度上升到大约 100 开尔文而增加。

洛斯蒂斯[141]描述了一种用于可见区域的新型消色差半波推迟器。它是由镀有高折射率材料薄层的玻璃表面上的全内反射构成的。在选定的特殊情况下，在熔凝氧化硅棱镜的斜面上淀积了二氧化钛层，其对于 45° 入射角的光学厚度为 $\lambda/11$。在 4000—7000 埃波长区域算得推迟的变化是±$\lambda/50$（或相位推迟的变化 7.2°）。因为是全内反射，所以 r_s 和 r_p 都等于 1，而且只在光束进入和离开棱镜的空气-熔凝氧化硅分界面上有光损失。这个方法不限于产生 180° 的相位推迟，选择膜的特性和棱镜的折射率可能得到任意所需的相位推迟。特别是可以制作 $\lambda/4$ 推迟器或零相位推迟的系统。

八、制作和检验 λ/4 片的方法

云母是制作推迟片最常用的材料，因此要讨论劈裂云母和判别快轴与慢轴的方法。测量推迟的大多数方法适用任何材料制成的推迟片。

（一）劈裂云母

白云母是用作光学元件的最普通的一种材料（见本节、二）斯特朗[142]描述了把白云母劈成所需厚度的薄片方法。原材料片用锋利的剪刀切边以得到整洁的边缘，一个边经摩擦而绽裂，插入清洁的小针，将云母片分成两半。在分开的夹缝中滴入一滴水，小针以 30°角沿此边移动，首先使得在片内开始解理，这样避免台阶式的解理，小针沿片的四周移动完后，再注入一滴水，薄片就几乎像翻开书页那样被完全分开。用同样的技术把薄片再次分成两半，这个过程可能继续下去，直到用显微镜测量得知薄片的厚度接近于所需要的厚度为止。因为不同的云母片有不同的折射率和双折射，最后的选择必须基于光学检验，这将在本节八、（三）中讨论。

多布罗沃尔斯基[143]改进了斯特朗的方法，将云母浸入水中，用针使云母开始解理以后，用聚四氟乙烯刀片完成解理。这样可以避免由金属针引起的表面划痕。本尼迪克斯[144]详细描述了用针在水中劈裂云母的另一种方法，他声称可得到10微米厚度的薄片。赖特[145]提出使用各种厚度的刀片的更复杂的方法，他认为用此方法可获得均匀的无划痕的薄片。

为制作推迟片而无规则地劈裂云母样品，要获得十分接近适当厚度的云母片的可能性很小。然而，恩伯森描述了用云母片制作 $\lambda/4$ 片的技术，是用劈成的稍薄的云母片，使其绕平行于光轴的轴旋转〔见本节三、（五）〕。装有云母片的套管，一端用圆环，另一端用螺丝固定在套管内。因此，装有云母的内管，可相对于外管倾斜。当光非正入射时，两种光线（o 光和 e 光）的光程增加，但非常光线的光程比寻常光线的光程有较大的增加，因此，当

倾斜到某一角度时，云母片的推迟将是准确的 $\lambda/4$。

（二）判别快轴和慢轴

为了确定 $\lambda/4$ 片的快轴和慢轴的位置，将 $\lambda/4$ 片置于正交起偏器之间，旋转 $\lambda/4$ 片，直到视场变得和没有 $\lambda/4$ 片时一样地暗。这时快轴和慢轴就与起偏器的轴线平行，但仍不能区别快轴和慢轴。如果 $\lambda/4$ 片是用云母制作的，可用塔顿检验法[142]来判别快轴和慢轴。$\lambda/4$ 片置于白光照射的正交起偏器之间，旋转 $\lambda/4$ 片，使视场出现最大亮度（轴与入射光的振动面成 45° 角）。首先绕轴线之一旋转，然后绕另一轴旋转，在这两种情况下光通过较厚的云母层。当绕快轴旋转时，透射光的颜色从蓝灰色经铁灰色到黑色。如果绕慢轴旋转，透射光的颜色从白色到黄色，然后是更高阶的干涉色。

判别快轴和慢轴的另一种简便方法是阿尔法诺和伍德拉夫[146]所描述的使用椭偏计的方法。椭偏计是这样的装置，光通过起偏器和 $\lambda/4$ 片，以接近于主入射角由金属表面反射，然后通过检偏器。$\lambda/4$ 片这样放置，使它的轴与入射面成 45° 角（面对光束方向，所有角度都从入射面的右边反时针读数）。交替地旋转起偏器和检偏器，力求起偏器角在 0° 与 45° 角之间获得消光；在这个范围内得到消光时，快轴与入射面成 −45° 角，否则，快轴与入射面成 +45° 角。

（三）测量接近于 $\lambda/4$ 的推迟

这里讨论的许多检验方法比较简单，且用简单的设备可以定性和定量地确定推迟。然而如果有椭偏计，用阿尔法诺和伍德拉夫[146]的方法测量相位推迟，其精度为 0.5°，也可同样地在由 $\pi/4$ 到 $3\pi/4$ 的推迟范围内测量。

当 $\lambda/4$ 片用云母制作时，需要有显示推迟接近于 $\lambda/4$ 的检验装置（为避免做成 $3\lambda/4$，$5\lambda/4$ 或 $7\lambda/4$ 片，先用测微计读出厚度接近于 0.036 毫米）。恩伯森描述了这种装置，它也可用于检验由其他材料制作的四分之一波片。这种装置由单色准直光源（对此光源的波长，推迟为 $\lambda/4$）、分束器、起偏器、检验推迟片和反射镜组成，其布置如图 11-68 所示。射在分束器上的光通过起偏器后成为平面偏振光。如果检验片有接近于 $\lambda/4$ 的推迟，且其主轴之一与入射光振动面成 45° 角，则透射光是近似的圆偏振光。反射镜的反射会使圆偏振光的向指改变，即由右旋变为左旋，因此当光束再一次透过检验片时，几乎成为直线偏振光，但其振动面与起偏器的透射振动面成直角；所以在 E 处的观察者看到暗视场。旋转检验片，每转一周会出现四次暗视场，其位置在检验片的任意一个轴与起偏器的透射轴成 45° 角处。如果检验片的厚度稍大于 $\lambda/4$，则当检验片的方位与起偏器轴成 45° 角时（见图 11-58），两次透射的光将是椭圆偏振光，其椭圆的长轴与起偏器的透射轴成直角。旋转检验片时，透射

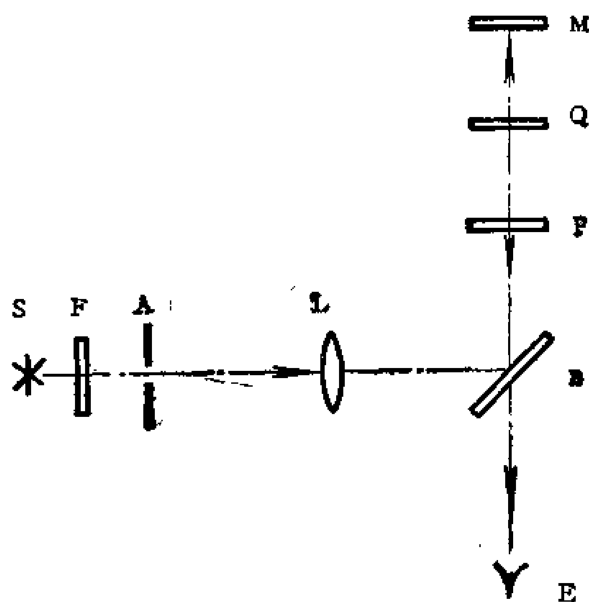


图 11-68 观测接近于 $\lambda/4$ 推迟的实验布置，S，光源；F，滤光器；A，光栏；L，准直透镜；B，分束器；P，起偏器；Q，检验的，推迟片（接近于 $\lambda/4$）；M，反射镜；E，观察者眼睛。

强度会出现一系列极小值，只有沿椭圆短轴方向振动的光才可以透过。如果检验片的推迟为 $\lambda/4+\varepsilon$，可以证明，椭圆的短轴与 $2\sqrt{2\varepsilon}$ 成正比。这种方法不是定量的，但其优点是由于光两次通过检验片，从而使检验片与真正的四分之一波片的任何偏差加倍。

用白光源代替单色光源，恩伯森方法也可用于确定消色差 $\lambda/4$ 片的推迟。如果 $\lambda/4$ 片是完全消色差的，则在四个消光位置视场是黑暗的，但如果消色差只是部分的，则消光位置的视场出现彩色。

库博塔等人用同样的仪器作了不同的检验，该检验应用把双折射片置于线起偏器之间时出现的灵敏色。选择有一定的色温度 T 的光源，以使当检验片对所需波长是严格的 $\lambda/4$ 片时出现灵敏色。对于 5461 埃，T 的数值是 3940 开尔文，灵敏色是紫红色。这种方法看来选在择正确的 T 值和获得适合的光源上遇到困难，其灵敏色亦受到人眼对颜色辨别能力的限制。

$\lambda/4$ 片的其他检验可用改进的恩伯森仪器进行，其中以方解石菱体代替起偏器。当样片有准确的四分之一波推迟且方位正确时，中心光斑从通常观察到的三个光斑群中消失。同样的仪器也可用于 $\lambda/2$ 片的检验；如果样片是准确的 $\lambda/2$ 片，则只观察到中心光斑，且其亮度不随样片的旋转而改变。

以上的检验是定性的，仅给出当检验片的推迟近似地为 $\lambda/4$ 或 $\lambda/2$ 时的视觉指示。恩诺斯[147]讨论了 $\lambda/4$ 片的简单定量检验。实验装置包括单色光源（滤光的汞弧灯）、起偏器和一个将光源的光聚到小孔上的透镜。接着是检验片（快轴与起偏器轴成 45°角）、匀速旋转检偏器和探测器。如果检验片是准确的 $\lambda/4$ 推迟（或者它的奇数倍，则透射光是圆偏振光，因此透过检偏器的信号不变。如果推迟稍偏离 $\lambda/4$ 时，将得到一个振荡的信号，其振幅是光的椭圆率的量度，因而也是片的相位推迟偏离90°的量度。当片的相位推迟小于90°时，透过检验片的椭圆偏振光的轴平行于起偏器轴（见图 11-58）。当椭圆偏振光透过旋转检偏器时，其透射光的强度是

$$I=0.5I_0(1-\sin 2\alpha\sin\delta) \tag{11-160}$$

式中 α 是椭圆的长轴与检偏器轴的夹角，δ 是检验片的相位推迟与 90° 的偏差。如以下所指出的，检验片表面的反射损失和检偏器中的吸收可归并在 I_0 内。如果 $\delta=0$，即是完美的 $\lambda/4$ 片，$I=0.5I_0$，因此，透过检验片的光是完全圆偏振光，透射光的强度不随检偏器的旋转而变。如果 $\delta\neq0$，则观测到的信号以检偏器的二倍旋转频率作由 $0.5I_0(1-\sin\delta)$ 到 $0.5I_0(1+\sin\delta)$ 的变化。因此，振荡的振幅是 $0.5I_0\sin\delta$，并且是迭加在稳定信号 $0.5I_0$ 上的。I_0的值可由调准推迟片的快轴与起偏器轴平行，然后旋转检偏器而确定。在这种情况下，由检验片透射的光是平面偏振光，I 的变化由 0 到 I_0 每周两次，因而振荡的振幅是 $0.5I_0$。因为 I_0 是由检验片和检偏器透射的最大光强，所以在检验片表面的反射损失和检偏器中的吸收已经计入。

当检验片的相位推迟准确地为 90°时，必须采取一些预防措施以保证信号稳定。如果探测器是光电倍增管或其他对偏振敏感的探测器，照射在探测器上的光必须是退偏振的或者是近似的圆偏振光。产生圆偏振光的简便方法是在旋转检偏器靠探测器一侧加一个近似的 $\lambda/4$ 片。旋转检偏器的表面应当聚焦在探测器上，以减小检偏器两面的不平行的影响；否则，透射光会在探测器表面上描画圆圈而产生波动的信号。在采取了这些措施以后，恩诺斯能把完美的 $\lambda/4$ 片产生的信号的振荡分量减小到稳定分量的千分之一。

格伦斯特拉和珀金斯[148]提出了精确测量接近于90°的推迟角的另一方法。此方法包括测量平面偏振光通过接近严格的$\lambda/4$片产生的椭圆偏振光的方位角。当准确的$\lambda/4$片相对于起偏器轴所成的方位角β几乎等于45°时，产生椭圆偏振。如果$\beta<45°$，椭圆的长轴与$\lambda/4$片的快轴重合；如果$\beta>45°$，椭圆的长轴与慢轴重合（图11-59）。对于$\beta=45°$，椭圆变成圆。如果波片不是完美的$\lambda/4$片，而有小于90°的相位推迟，则当$\beta=45°$时，产生椭圆偏振光；然而椭圆的轴平行于起偏器轴（不平行于$\lambda/4$片的快轴或慢轴；见图11-58）。如果相位推迟大于90°，椭圆的轴垂直于起偏器轴。因此，当β的取值近似于45°而小于45°时，椭圆偏振光的方位角对于推迟量和β角两者都是十分灵敏的。于是椭圆方位角的测量为测定检验片的推迟提供了准确的方法。实际上，椭圆短轴的方位角是光电测量的，因为强度最小比强度最大容易测量。格伦斯特拉和珀金斯用这种方法测量了两个塑料片的推迟，其灵敏度为±0.3°。

还有测量$\lambda/4$片和其他厚度的波片的推迟的许多其他的方法。其中戈兰森和亚当斯[149]描述的第三弗里德尔法被认为是测量任意推迟量的极准确的方法。但是，这方法需要一个补偿器，这补偿器对于所用的特定波长几乎严格地是$\lambda/4$的。兰德尔的光电方法据称在接近于90°的推迟角时具有优于百分之0.25的准确度。这个方法据认为当用于直接校准$\lambda/2$片时灵敏度最小，但是如果用推迟约为$\lambda/4$的辅助片与$\lambda/2$片（准确值不需要知道）相连接，则$\lambda/2$片的推迟能以约0.25°的准确度加以测定。兰德尔；恩诺斯，以及格伦斯特拉和珀金斯等的方法，均可测量相位推迟随波长的色散，因而可确定n_e-n_0随波长的改变〔由方程（11-136）〕，如果推迟片的厚度可用独立的方法准确测量。〔当然我们假定在推迟片中无多次内反射，因此方程（11-136）严格地成立。〕

杰拉德[150]给出了几个校准的方法，其与上述方法相比，似乎较为繁锁。他的一个方法应细加考察，这方法所根据的事实是，当$\lambda/4$片在起偏器之后以任意方位角装置时，椭圆振动的轴总是与$\lambda/4$片的主振动方向重合。如早已注意到的，椭圆的方位角对于起偏器轴与推迟片的快轴之间的夹角和对于相位推迟量都是十分灵敏的。兰德尔认为杰拉德的沟槽光谱法似乎是最好的，并推测能把严格的$\lambda/4$推迟片所需要的波长以10埃以内的精度加以确定。

当在椭偏测量术中用$\lambda/4$片补偿光由金属表面或由介质膜非正入射反射导致的椭圆率时，片的相位推迟既不必是严格的90°，也不必知道其大小。然而，起偏器和检偏器必须在几个象限中调节，以便使相位推迟离开90°的偏差由测量消除。

（四）推迟片厚度的容限

当制作或购买推迟片时，特别是制作或购买结晶石英推迟片时，片的厚度、表面的平面平行度和表面的平面度的容限都必须指定。由方程（11-136），因厚度改变Δd而引起N的改变量ΔN为

$$(\Delta N)\lambda=\pm\Delta d(n_e-n_0) \tag{11-161}$$

把上式写成相角式

$$\Delta\delta=2\pi\Delta N=\pm 2\pi\frac{\Delta d(n_e-n_0)}{\lambda} \tag{11-162}$$

如果我们要制作结晶石英推迟片，其相位推迟对于6328埃波长为给定数值的1°以内，则由方程（11-162）得知推迟片的厚度必须是正确厚度的1940埃以内。因此，片的总厚度、表面平行度和表面平面度的改变量都必须小于1940埃。因为光学表面平面度的标准容限是水银绿

光波长的四分之一量级(近似地为1365埃)，制作达到指定的量的表面平面度不应存在困难。然而要使总厚度和表面平行度都保持在这个容限以内是比较困难的。

第六节　可变推迟片和补偿器

可变推迟片可用来调制或改变平面偏振光束的相位，用来测量矿物试样的双折射、流动双折射或透明材料的应力，或者用来分析椭圆偏振光束，例如分析经过双折射材料透射产生的、或由金属表面或镀膜表面反射产生的椭圆偏振光。补偿器一词常适用于可变的推迟片，因为它能够用于补偿由试样引起的相位推迟。可变补偿器的常见型式有巴俾涅补偿器（本节一）、索累补偿器（本节二）、塞拿蒙补偿器（本节三）和斜片补偿器（本节四）。电光调制器和压光调制器（本节五和六）也可用作可变推迟片，因为它们的双折射可以由改变电场或压力而改变。一般地说，它们用于调制光束的振幅、相位、频率或方向，特别是激光束，因为对于机械光闸或转镜来说，跟随频率太高。

一、巴俾涅补偿器

在光束中有许多元件利用其厚度可变的双折射材料（例如结晶石英）来补偿相位推迟的差异。最普遍的这类元件是巴俾涅补偿器和索累补偿器。巴俾涅补偿器是1837年由巴俾涅提出的，后来由雅满改进的。

巴俾涅补偿器的示意图如图 11-69 所示。它是由两块结晶石英劈所组成，每一个劈的光轴均在端面平面内，但是两个光轴严格地成 90°。一个劈是固定的，而另一个劈利用测微螺旋可沿箭头指的方向运动，于是光通过石英的总长可以均匀地改变。在第一个劈中，非常光线在水平面内振动，并且相对于寻常光线推迟（结晶石英为正双折射，见表 11-15）。当光线进入第二个劈时，在水平面内振动的光线变成寻常光线，并且相对于在竖直面内振动的光线超前。因此，总的推迟与两劈的厚度差成比例，即

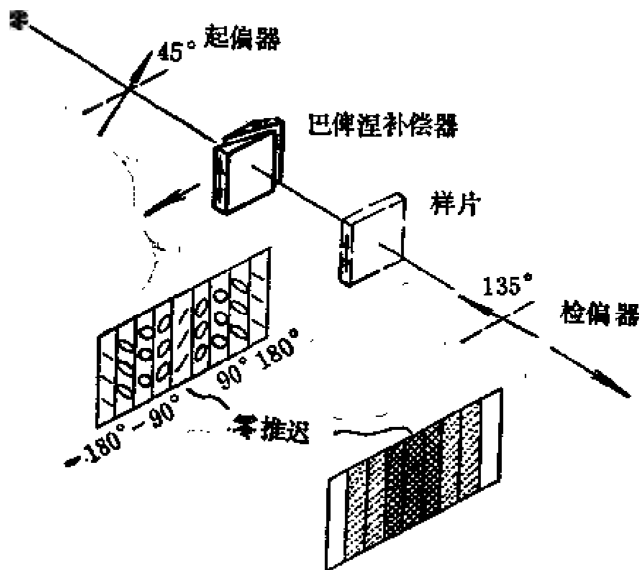


图 11-69　测量样品推迟用的巴俾涅补偿器、起偏器和检偏器的装置。光通过补偿器以后视场出现的现象表示在图中样片位置的左边。光束通过检偏器之后，在视场中有一系列暗带，在检偏器的左边，只给出了其中的一个暗带。

$$N\lambda=(d_1-d_2)(n_e-n_0),\qquad(11\text{-}163)$$

式中　N —— 以波长为单位的整数和分数推迟，

d_1, d_2 —— 光通过的第一个劈和第二个劈的厚度，

n_0, n_e —— 结晶石英的寻常折射率和非常折射率。

如果与补偿器的一个光轴成 45° 角的偏振光通过补偿器，则视场如图 11-69 所见；两个劈调整得使视场中心有零推迟。（如果入射平面偏振光束的角 α 不是 45°，则相角推迟或超前 180° 的光束与原光束形

成 2α 夹角，而不是 90°。）当检偏器的光轴与起偏器的光轴正交时，用此检偏器观察通过补偿器的光束，则在单色光中看到一系列亮带和暗带。在白光中只有推迟为零的一个带保持为黑的。所有其它带均是带彩色的。这些带彩色的带的推迟是 2π 的整数倍（或用程差表示是波长的整数倍）。在中央黑带的一边，一束光线相对于另一束光线相位超前，在另一边相位推迟。如果一个劈移动，则视场内的整个条纹系统随之移动。参考线划在不动的劈上，以便它保留在视场中心。

当使用补偿器时，光轴的取向应当确定，与相位超前（或推迟）对应的劈的移动方向也应当确定。这个作法如下：起偏器和检偏器的光轴正交，插入补偿器并转动它，一直到整个视场呈现黑暗。在这种取向中，补偿器的快轴或慢轴平行于起偏器的轴。如果补偿器的结构和取向是正确的，则整个视场呈现黑暗。然而，如杰拉德所述，[151,152]，某些光学的和机械的缺陷可能产生条纹而不是均匀的视场。不幸的是，市场上可以买到的补偿器，一般来说，没有调节机构能使一个劈相对于另一个劈重新取向。

使用如图 11-69 所示的装置，用白光可以找出产生相位超前或相位推迟的劈的移动方向。零推迟的黑带调定在叉丝下视场中心。一个已知推迟的辅助片插入用虚线表示的位置。然后旋转测微螺旋使零推迟带回到视场中心，记下它的转动方向。这个实验告诉我们，为了补偿样片产生的推迟，应增加还是减少石英劈的厚度。

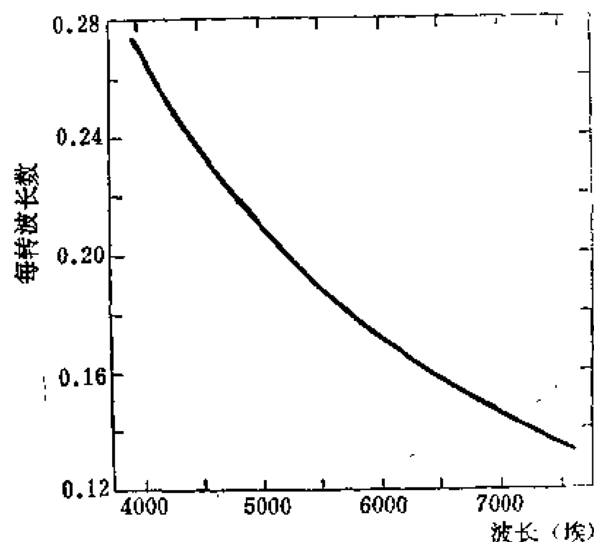


图 11-70　巴俾涅补偿器的校正曲线。纵坐标的倒数是为把推迟量改变 2π（或一个波长）所需的测微螺旋的转数 K。

其次，必须校正可动劈以求出多少直线移动相当于推迟变化一个全波长。一些补偿器制有表格，对可见光谱区的一系列波长给出测微螺旋每转的波长的分数。图 11-70 表示一个补偿器的校正曲线。这种型式的曲线能容易地由实验确定，起偏器、补偿器和检偏器按图 11-69所示取向，并首先用白光寻找零推迟带。然后用已知波长的单色光调定在中央带任一边的黑带上，并记录测微计的读数。这些带应当是等间隔的，测量中央带两边的位置可以决定测微计对于中央带的读数是否正确。如果这些带在调整的精度之内是不等间隔的，则一个劈可能是不均匀的。

现在校正巴俾涅补偿器。一般来说用下述方法测量已知快轴或慢轴的样片的推迟。起偏器、补偿器和检偏器取向如图 11-69 所示。样片放在用虚线表示的位置。假定补偿器的叉丝最初是调定在零推迟带，则样片的推迟可以由直接转动测微螺旋直到使零推迟带再一次调到叉丝下的视场中心为止来决定。由类似图 11-70 的曲线，找出对于使用的波长每个波长推迟的转数 K（纵坐标的倒数）。如果劈（用测微螺旋控制的）移动一段距离 x 复原到中央黑带，则被样品引入的相位推迟是 $(x/K)2\pi$ 弧度，或 x/K 波长。样片双折射的符号可以由记下测微螺旋为恢复到中央黑带而须转动的方向来决定。

巴俾涅补偿器的另一应用是决定光束（例如由金属面反射的光束）的相位推迟和椭圆率。这样的椭圆偏振光束如图 11-71 所示。两个直角坐标对应于图 11-69 中的水平方向和竖

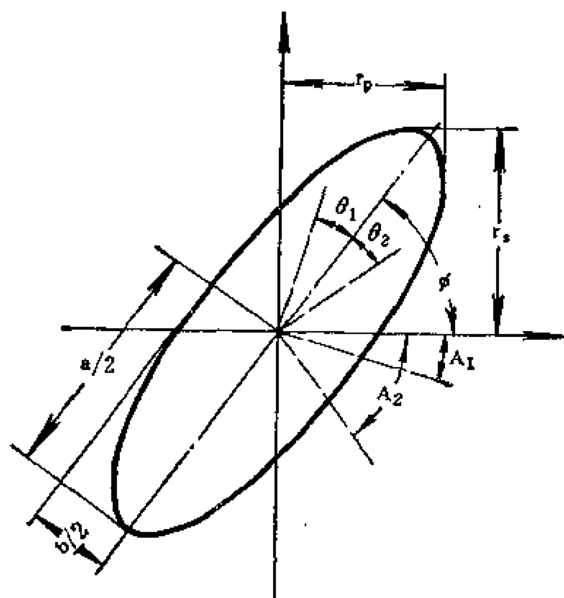


图 11-71 用以决定椭圆振动（假定是由金属表面反射的具有振幅分量 r_s 和 r_p 的振动）各种参量的图示。当补偿器的快轴调定在椭圆的长轴和短轴上时，角 θ_1 和 θ_2 对应于平面偏振光束的取向。A_1 和 A_2 是为使平面偏振光束消光检偏器所需调定的角度。

直方向。首先，不放样片，把起偏器、检偏器和补偿器按图 11-69 所示调整，并使黑的零推迟带在叉丝下。然后把样片插入光束中。（如果是反射样片，则检偏器必须绕转到适当的入射角。）这时，重调补偿器，使黑带再一次处于视场中心，记下测微计读数之差。相位推迟（或超前）是 $(x/K)2\pi$弧度，这里 K 是前面决定的暗带之间的线距离。

为了确定椭圆的取向和短轴与长轴之比 b/a，在样片取出的情况下，调整补偿器使离开中央暗带有一段距离 $K/4$。在这样调整时，补偿器视场的中心有 $\lambda/4$ 的推迟。此时插入样片，并转动补偿器和检偏器，一直到暗带再一次位于叉丝下为止。补偿器的轴此时与椭圆的长轴或短轴重合。因为补偿器的作用如同四分之一波长推迟器，它把椭圆偏振光转变成线偏振光，然后能被检偏器消光。由图 11-59（假定光反向通过推迟片）可知平面偏振光束的取向与椭圆偏振光束的椭圆率有关：$\tan\theta=b/a$，这里 θ 是平面偏振光束与椭圆的长轴之间的夹角。

实际上补偿器（和检偏器）有四个位置能使暗线对准叉丝中心。这些位置对应于补偿器快轴与椭圆的长轴或短轴重合。如果补偿器有正确的结构和准确地调到 $\lambda/4$ 的推迟，则补偿器的两对位置恰好相差 90°。由图 11-71 看出，相应的检偏器角 A_1 和 A_2 可用来决定椭圆的取向和椭圆率，这是因为 ϕ（椭圆的长轴与水平坐标的夹角）等于 $90°-(A_1+A_2)/2$。又因 $A_2-A_1=2\theta$，于是 $\tan(A_2-A_1)/2=b/a$。

在椭偏测量术中（第一节六），有从补偿器的推迟值决定相差的一个方法，对于这一应用以及其他应用，知道使用巴俾涅补偿器可预期怎样的调整准确度是有用的。杰拉德提出，在波长 5890 埃时，大约 $1.4\times10^{-3}\times2\pi$或大约 0.5° 的下限是可能的。然而，这个数字只是与调定在沿约 30 弧分角度的石英劈间隔约 5 毫米的条纹上有关的误差。当制作一组巴俾涅劈，并且查看这些劈是否比得上调整精度时，必须给出适当的光学容差和机械容差，这也是应当计算的。为使相角误差不大于 0.5° 而需要的厚度均匀性可由方程（11-163）计算。计算时令 $n_e-n_0=0.00911$（在波长 5890 埃）和 $N=1.4\times10^{-3}$。因此，$d_1-d_2=0.15\lambda$。表面平面度达到 $\lambda/4$ 是比较普通的，而且有可能得到比 0.1λ 更好的光学平面度。然而，在每个劈中的光轴仍须正确取向，并且两个劈必须正确地装配。这样，如果巴俾涅劈是最佳的，则补偿器使用的误差与目视调整误差不相上下。

二、索累补偿器

索累补偿器，有时叫做巴俾涅-索累补偿器，如果 11-72 所示。索累补偿器的使用方法与巴俾涅补偿器相似。但是在单色光中，整个视场不出现交替的亮带和暗带，而且有均匀

的色度，如果补偿器构造正确的话。这是因为两个石英板（其中一个板是由一个固定劈和一个可动劈组成的）的厚度之比在整个视场是相同的。索累补偿器会产生椭圆率依赖于可动劈的位置而变的光。索累补偿器的校正与巴俾涅补偿器的校正相似。寻找零推迟位置的方法同前，不过现在整个视场是暗的。索累补偿器在白光中的均匀暗视场对应于巴俾涅补偿器的黑零推迟带。

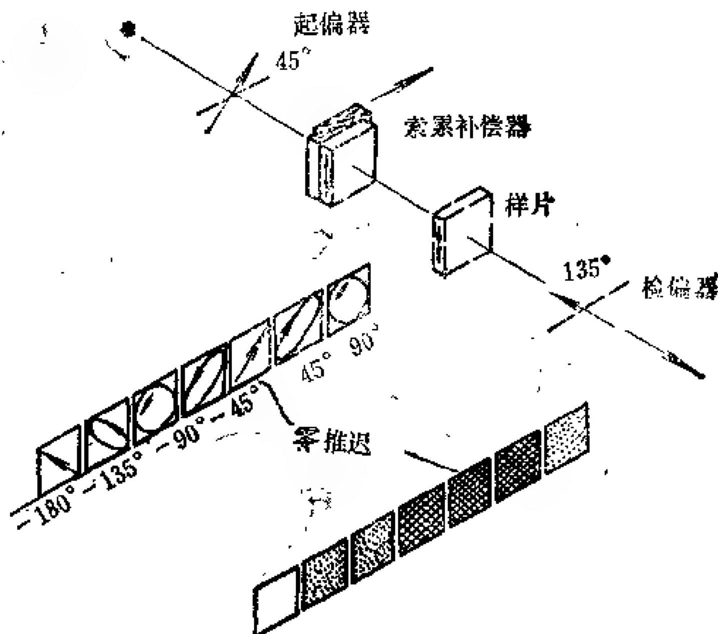


图 11-72　测量样片推迟用的索累补偿器、起偏器和检偏器的装置。光通过补偿器后视场出现的现象如图中样片位置的左边所示。光束通过检偏器后，视场呈现为检偏器左边所示的各灰色荫影中的一个。

索累补偿器的主要优点是可以使用光电接收器来调整。把补偿器在零位置的每边调偏一小量，以得到等强度读数。两个鼓轮位置的平均值给出零点位置。光电调整能比目视调整精密的多，但这并不意味着增加准确度，除非补偿器有恰当的结构。因为索累补偿器是由三块结晶石英组成的，这三块必须很准确地制成，所以索累补偿器比巴俾涅补偿器更易受到光学的和机械的缺陷的影响。

由结晶石英、硫化镉和氟化镁制成的索累补偿器已用于红外区推迟的测量。这个工作的另外成果是测量这些材料在红外区的双折射。

还提出了另外两种均匀视场的补偿器。杰拉德[153]根据索累的建议取了两个巴俾涅劈，使其中一个反向，以便光通过每个劈的较厚部分。这个反向巴俾涅补偿器受机械缺陷的影响比索累补偿器为小，但会使主光束产生小的偏向。哈里汉和森[154]提出两次通过巴俾涅补偿器（在两次通过之间有一次反射）以获得均匀的视场。

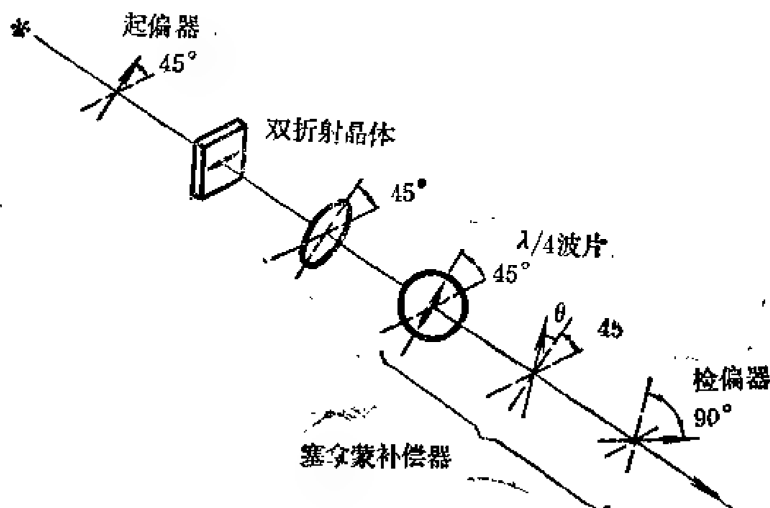


图 11-73　塞拿蒙补偿器用作决定光通过双折射材料所产生的椭圆率或相位推迟。$\lambda/4$ 片的轴是固定的，而检偏器的轴是可转动的。

三、塞拿蒙补偿器

塞拿蒙补偿器常用于决定平面偏振光束的椭圆率。这种补偿器由一个 $\lambda/4$ 片（它的快轴取向平行于椭圆的长轴）和接随一个转动的检偏器所组成，如图11-73所示。当 $\lambda/4$ 片的任一轴的取向平行于椭圆的长轴时，椭圆偏振光转变成平面偏振光。相对于 $\lambda/4$ 片的快轴测得这个平面偏振光的方位角 θ 与原光束的椭圆率

有关，其关系式为 $\tan\theta=b/a$，这里 a 和 b 分别是椭圆的长轴和短轴的长度。产生椭圆振动两光束之间的相位推迟即是 2θ，这从图 11-59可以看出。检偏器用于使平面偏振光消光，于是它的取向（相对于 $\lambda/4$ 片的快轴测量）为由所求的 θ 角再转 90°。

塞拿蒙补偿器已应用于测量诸如电光晶体这样的双折射材料中通过的光的相位差。对于这一应用，双折射材料光轴的取向与平面偏振光的方位成 45°，也与 $\lambda/4$ 片的快轴成 45°（见图 11-73）。塞拿蒙补偿器的详细数学处理已由杰拉德给出，他还用邦加球描述了这个补偿器的作用。

四、斜片补偿器

改变光程中双折射材料厚度的另一方法是将双折射片绕垂直于光传播方向的轴倾斜，因此，改变了光在片上的入射角。根据这个原理的可变推迟片有贝雷克补偿器和埃林豪斯补偿器，这两个补偿器均由霍姆斯[155]讨论过。

典型的贝雷克补偿器由单一的方解石片组成，其厚度通常约为 0.1 毫米，其光轴与片表面垂直。当忽略多次内反射时，推迟为[155]

$$N\lambda=d\left[(n_0^2-\sin^2\theta)^{\frac{1}{2}}-\frac{n_0}{n_e}(n_e^2-\sin^2\theta)^{\frac{1}{2}}\right] \tag{11-164}$$

式中　N——以光波长 λ 为单位的推迟；

d——片的厚度；

θ——入射角。

典型的埃林豪斯补偿器用的是两个等厚度的结晶石英片，其厚度 d 通常为 1.0 毫米，光轴平行于片的表面并且相互垂直。（这个装置相似于在零推迟使用的索累补偿器。）转轴平行于两光轴之一，推迟为

$$N\lambda=d\left[(n_e^2-\sin^2\theta)^{\frac{1}{2}}-\frac{n_e}{n_0}(n_0^2-\sin^2\theta)^{\frac{1}{2}}\right]^{[155]}, \tag{11-165}$$

仍然是忽略了多次内反射。推迟如果用相角表示，方程（11-164）和（11-165）须乘以 $2\pi/\lambda$。

霍姆斯[155]证明，在补偿器内的多次反射能够影响推迟，引起推迟以振荡的方式改变，这有些类似于相位推迟在薄云母片内的改变（见第五节二）。消除这种振荡的方法类似于对云母所建议的方法：减小空气-方解石（或石英）表面的反射比。达到这个目的的一种方法是将补偿器浸入在折射率匹配的流体中。不幸的是流体浸入降低了调整准确度，而且浸入媒质的折射率可能对温度是敏感的。

斜片补偿器的其它类型是使用 CR39 树脂应力片、锂云母（云母的单轴品种）、或一对亚硒酸盐片。这些补偿器有大视场的优点，适于观察透明材料的应力和适于要求准确度不高的其他应用。

五、电光调制器

电光材料是这样一类材料，当对此材料施加电场时，它的双折射产生变化。对于缺少对称中心的晶体，当相对于晶体的对称轴的一定方向施加电场时，所产生的电光效应是线性的，即双折射的改变与电场的大小成正比。在另一类情况中，双折射的变化与外施场的平方

成正比，这时所产生的电光效应是二次的。对于晶体中的线性和二次电光效应有时分别采用泡克耳斯效应和克尔效应这样的术语。不过对于中心对称的或各向同性的材料来说，克尔效应这一术语仍保留下来。（对于液体中的二次电光效应，更经常称为克尔效应。）

通常描述电光效应，是利用与晶体的对称性有关的不同系数。然而，当电光材料用作可变推迟片或调光器时，应用半波电场-距离乘积 $V_{1/2}=(El)_{1/2}$（即半波电压）这个量是很方便的。这是在厚度 $d=1$ 厘米的材料两端所必须施加的电压，以使光通过 $l=1$ 厘米的长度时，推迟 $\Gamma=2\pi l(n_e-n_0)/\lambda$ 的变化为半个波长。换句话说，$V_{1/2}$ 表示在几何尺寸 $l/d=1$ 的材料中，为产生半波推迟而需要的电压。对于大多数材料，$V_{1/2}$ 与波长成正比，因而对于较长的波长要产生半波推迟所需的电压就比较大。反过来说，对于给定的外施电压，推迟的改变随波长成反比。

在能显示纵向电光效应的材料中，外施场的方向与光通过的方向相同。因此 l/d 必须总是1，靠改变纵横比不能降低所需施加的电压。对于大横截面积的光束来说，纵向电光效应特别适用。然而，由于大多数具有纵向电光效应的材料是单轴的，视场角严重地受到限制。可以证明，对于许多单轴材料，视场角与晶体长度的平方根成反比。再者，由于射入的光必须经过电极，所以电极必须是透明的。为此，常常采用导电的奈塞-敷层玻璃作电极。昔洛斯[156] 描述过其它类型的透明电极，其中包括金属栅和透明导电液体，如甘油。斯坦梅茨等人[157] 提出环形电极。

当电光效应为横向时，可以避免使用透明电极。在此情况下，外施场的方向与光程成直角。为了产生一给定的推迟。借助于制成很大的 l 和很小的 d，可大大地降低所必需施加的电压。现已获得可大至 250 的 l/d 比。然而，外施电压的降低是以视场角为代价获得的。在要求有大视场角的应用中，立方对称性的晶体必须有接近于 1 的 l/d 比。

表 11-17 列举了一批常用的电光材料和它们的半波电压、透射区域以及它们的晶体结构。其中获得广泛应用的是前三种材料，即磷酸二氢铵（ADP）、磷酸二氢钾（KDP）和磷酸二氘钾（KD*P）。ADP 一类材料具有四方晶体结构，能显示纵向电光效应，有些也能显示横向电光效应。用此类材料制作的调制器国内有商品出售。无论是纵向的或横向的 ADP 调制器，对于厚的材料来说，如上所述，其视场角受到限制。比林斯[159] 讨论过增大视场角的方法，是在没有外施电压的情况下，将 ADP 单轴晶体的自然推迟减至最小或有效地加以抵消。

ADP,KDP 和 KD*P 是水溶性的和易碎的材料，但不难切割和抛光。所有三种材料的优质、大块（约 5 厘米）和无应变的晶体都能得到。经常提供的 KD*P 晶体有 90% 被氘化，它的半波电压仅稍有改变。百分之 90 或百分之 100 氘化的 KD*P 材料远远优于 ADP，为了产生半波推迟（纵向方式），在 KD*P 上所需施加的电压仅为在 ADP 上必须施加电压的三分之一左右。然而，在各种应用上也成功地采用了 ADP 材料。

当使用 KD*P 晶体作为实验室中椭偏计上的可变推迟片时，我们发现，若对晶体施加固定的直流偏压，推迟会作为时间的函数而改变。利用方波交流调制作用和相敏检测可排除这一困难。卡明诺[160]证明，当 KDP 晶体使用在高强度激光束（功率量级大于 1 瓦特）的情况下，热效应是有害的。在整个晶体的内部都受到加热，只有晶体表面较冷。于是由于热梯度的影响而产生应变，从而严重降低它的电光性能。这一效应与晶体的尺寸无关。在晶体的吸收非常低的情况下，胡克和希尔伯格[161] 指出、为使在高功率调 Q 激光器中来自晶体表

表 11-17 室温下一些电光材料的特性〔158〕

晶体结构与材料	光学对称性	折射率 n_o	折射率 n_e	折射率 波长λ,（微米）	半波电压[1] $V_{\lambda/2}$（千伏）	半波电压[1] 波长 λ（微米）	方向	λ_1到λ_2[2]（微米）	透射区域（微米）
四方晶体:									
磷酸二氢铵(ADP), $NH_4H_2PO_4$……	单轴	1.526	1.481	0.546	9.0 7.65	0.546 ……	纵向 横向	0.4—0.7 ……	0.125—1.7 ……
磷酸二氢钾(KDP) KH_2PO_4……	单轴	1.512	1.470	0.546	7.65 17.8	0.546	纵向 横向	0.436, 0.578	0.250—1.7
磷酸二氘钾(KD*P或DKDP), KD_2PO_4……	单轴	1.508	1.468	0.546	2.98 8.00	0.546	纵向 横向	0.5—0.75	0.19—2.15
砷酸二氢钾(KDA), KH_2AsO_4……	单轴	1.571	1.521	0.546	6.43	0.546	纵向	0.436, 0.578	0.246—>0.75
砷酸二氢铵(ADA), $NH_4H_2AsO_4$……	单轴	1.578	1.522	0.589	13.0	0.546	纵向	……	0.260—>0.75
砷酸二氢铷, RbH_2AsO_4……	单轴	1.559	1.520	0.546	5.54	0.546	纵向	0.436, 0.578	……
磷酸二氢铷, RbH_2PO_4……	单轴	……	……	……	7.3	0.546	纵向	……	……
钛酸钡, $BaTiO_3$……	单轴	2.437	2.365	0.546	0.38	0.546	横向	……	……
立方晶钙钛矿									
钛酸钡, $BaTiO_3$……	各向同性	2.43	……	可见	0.66[3] T>120°C	0.546	横向	0.4—1.0	~0.4—7.5
钛酸锶, $SrTiO_3$……	各向同性	2.38	……	0.633	~13[3]	……	横向	……	0.39—6.8
钽酸钾, $KTaO_3$……	各向同性	2.24	……	0.633	0.95 在4.2K[3]	0.633	横向	……	……
钽铌酸钾(KTN) $KTa_{0.65}Nb_{0.35}O_3$……	各向同性	2.29	……	0.633	0.58[3]	0.633	横向	0.4—2.0	0.39—6
铌酸铅镁, $Pb_3MgNb_2O_9$	各向同性	2.56	……	0.633	……	……	横向	……	0.5—5
菱形晶钙钛矿:									
铌酸锂(LN), $LiNbO_3$	单轴	2.297	2.208	0.60	2.940 2.5	0.633	横向 纵向	……	0.4—5
钽酸锂(LT), $LiTaO_3$	单轴	2.183	2.188	0.60	2.800	0.633	横向	……	0.45—5
单斜晶体:									
焦铌酸钙, $CaNb_2O_7$	双轴	1.97, 2.16, 2.17		……	4.55	0.633	横向	……	……
斜方晶钨青铜:									

续 表

晶体结构与材料	光学对称性	折射率 n_o	折射率 n_e	折射率 波长λ(微米)	半波电压❶ $V_{1/2}$(千伏)	半波电压❶ 波长λ(微米)	方向	λ_1到$\lambda_2$❷(微米)	透射区域(微米)
铌酸钡钠，$Ba_2NaNb_5O_{15}$	单轴	2.326, 2.324, 2.221		0.633	1.570	0.633	横向	……	0.4—5
四方晶钨青铜：									
铌酸钾锂，$(K_2O)_{0.3}(Li_2O)_{6.7-x}(Nb_2O_5)_x$	单轴	2.28	2.13	0.633	1.350	0.633	横向	……	……
$0.515 \leqslant x \leqslant 0.55$		$x=0.52$			$0.525 \leqslant x \leqslant 0.55$				
铌酸钾锂$K_{0.6}Li_{0.4}NbO_3$或$K_3Li_2Nb_5O_{15}$	单轴	2.277	2.163	0.633	0.930	0.633	横向	……	0.4—5
铌酸钾钠钡，$K_xNa_{1-x}Ba_2Nb_5O_{15}$	单轴	2.315	2.230	0.633	1.410	0.633	横向	……	……
$0.70 \leqslant x \leqslant 0.90$					$x=0.8$				
铌酸钾锶，$KSr_2Nb_5O_{15}$	单轴	~2.25	~2.25	0.633	0.43	0.633	横向	……	……
铌酸锶钡，$Sr_xBa_{1-x}Nb_2O_6$	单轴	2.312	2.299	0.633	0.037	0.633	横向	……	……
$0.25 \leqslant x \leqslant 0.75$					$x=0.75$				
立方晶闪矿：									
碲化镉，CdTe	各向同性	2.6	……	1—30	4.9	1.0	横向	3.39, 10.6, 23.35, 27.95 ($n_0^3r_{41}$)	1—30
氯化亚铜，CuCl	各向同性	1.996	……	0.535	6.2 6.2	0.546	纵向 横向	……	0.4—20
溴化亚铜，CuBr	各向同性	2.16	……	0.535	……	……	横向	0.525, 0.675 ($n_0^3r_{41}$)	……
砷化镓，GaAs	各向同性	3.42	……	1.0	4.5	1.0—1.7	横向	10.6 (r_{41})	1.0—15
磷化镓，GaP	各向同性	2.350	……	0.60	13	0.546	横向	……	0.6—4.5
硫化锌，ZnS	各向同性	2.364	……	0.60	10.2	0.546	横向	0.404—0.644 (r_{41})	……
硒化锌，ZnSe	各向同性	2.654	……	0.546	7.1	0.5475	横向	……	……
碲化锌，ZnTe	各向同性	3.06	……	0.589	2.3	0.590	横向	0.59—0.69 10.6 (r_{41})	0.57—52
立方晶硅铋矿：									
锗酸铋，$Bi_4(GeO_4)_3$	各向同性	2.07	……	……	14.8	0.543	横向	0.453, 0.616	0.35—6

续 表

晶体结构与材料	光学对称性	折射率			半波电压❶			λ₁到λ₂❷（微米）	透射区域（微米）
		n_o	n_e	波长λ（微米）	$V_{\lambda/2}$（千伏）	波长λ（微米）	方向		
体心晶体：									
氧化铋锗，$Bi_{12}GeO_{20}$	各向同性	2.55	……	0.51	12.0	0.666	横向	……	……
四方晶体：									
硫代氰酸镉汞，$Cd[Hg(SCN)_4]$	单轴	……	……	……	15.6	0.633	横向	0.476	……
六方晶纤维锌矿：									
硫化镉，CdS	单轴	2.493	2.511	0.60	8.6	0.589	纵向	……	0.5—16
六方晶体：									
结晶石英，SiO_2	单轴	1.544	1.553	0.589	325	0.546	横向	……	0.12—4.5
立方晶体：									
六甲撑四胺（HMT或六胺），$N_4(CH_2)_6$	各向同性	1.591	……	0.589	8.3	0.5475	横向	……	0.35—2.25

❶对于晶体中一个以上的方向给出的 $V_{\lambda/2}$值，这里取最小值。

❷半波电压已作了测量的其他波长。

❸二次效应，对于在边长 1 厘米的立方体中第一个 π 弧度推迟的 $\overline{V_{\lambda/2}}$值。

面的反射损失大大减小，要将晶体表面加工得使其平行度限制在几个弧秒以内，并且使晶体非常准确地与激光作用轴线校直。

表 11-17 中列举的钙钛矿钛酸钡、钛酸锶、钽酸钾和铌酸铅镁、以及混合晶体钽铌酸钾（KTN），属于氧八面体铁电体类，这些材料具有其晶体结构和性质发生改变的居里温度。钛酸钡的居里温度接近于 120°C，所以在室温下这材料是以四方晶态存在的铁电体，而且能呈现出线性电光效应。因为具有好的光学性质和电学性质的晶体是能得到的，但由于 $BaTiO_3$ 是单轴晶体和具有较大的剩余双折射，在制作各种调制器和推迟器时，必须要求非常平行的端面。

钛酸锶和钽酸钾具有接近于绝对零度的居里温度，而 KTN 的居里温度约为 10°C，所以在室温下这些材料是立方晶体，具有二次电光效应。（表 11-17 中所列举的半波电压是对第一个 π 弧度推迟而言的。）如果对晶体施加给定的直流偏压，以使它在较高的推迟下工作，那么就可获得小得多的电压，而且接近于线性。按照这一方式工作的缺点是材料对温度非常敏感，因此温度必须非常仔细地加以控制。此外，直流偏压场会导致空间电荷效应，其结果使晶体内部的偏压降低。混合晶体 KTN 的半波电压特别低，看来它在室温下有效工作是很有希望的。铌酸铅镁也具有大的二次电光效应，但与 KTN 不同，它没有电子传导和组成不均匀性问题。

铌酸锂和钽酸锂也是属于氧八面体铁电体类的钙钛矿。它们的居里温度分别在 1470 开尔文和 890 开尔文左右，因此，在室温下它们以四方晶态存在，是铁电和压光材料，并且它们显示出的横向电光效应的大小与在 KD^*P 中的纵向电光效应的大小相当。伦佐等人对于在 $LiNbO_3$ 中外施场和光传播的不同方向上测量了半波电压，在表 11-17 中给出的半波电压是它的最小值。纵向电光效应也得到了研究，其 $V_{1/2}$ 的值相当于最小的横向效应的 $V_{1/2}$ 值。为了生长出具有良好的光学性质和电学性质的大块单晶，并且由其制成单畴材料，已经发展了这方面的技术。因为居里温度很高，所以这种晶体可以切割、抛光和触摸而不致产生附加的畴，这一优点胜过了 $BaTiO_3$。在半波电压最小的结晶方向上，$LiNbO_3$ 的自然双折射有很高的温度灵敏性，因此，对材料的温度必须仔细控制。当材料受到高强度激光束照射时也存在着问题，即引起了折射率的不均匀性，从而使通过晶体的光束发散。为降低对幅射损伤的灵敏性而在居里温度附近使晶体退火，似乎不是有效的方法。

钽酸锂的晶体结构以及它在电学上和光学上的性质类似于铌酸锂，而且它对强激光的辐射损伤也很敏感。当晶体样品接近于居里温度时，在沿光轴方向施加某一电场的情况下使样品退火，已取得了一些成效。焦铌酸钙在化学上和晶体结构上与 $LiNbO_3$ 和 LiT_aO_3 密切相关。它的结晶体属单斜晶系点群 2，是双轴负晶体。

根据线性电光效应基本上是加偏压的二次电光效应这一假定建立的理论，已被提出用来解释氧八面体铁电体的电光性质。这些材料包括具有钙钛矿结构和钨青铜结构的材料（后者中的一些材料也列在表 11-17 中）。已经证明特别有价值的是是钨青铜结构的材料，因为这些材料能显示出大的线性电光效应和二次谐波发生系数；这些晶体容易生长，但经受不住激光损伤。伯恩斯[162,163]曾经发表过关于钨青铜铁电体的特性及其改进方面的两篇评论性文章。材料 $Sr_xBa_{1-x}Nb_2O_6$ 应特别予以重视，因为对于其中 $x=0.75$ 的材料来说，半波电压仅为 37 伏特。如果采用 L/d 比为 6，半波电压能减小到 8 伏特左右。

具有闪锌矿结构的立方晶体，在没有外施场的情况下都是各向同性的。它们或能显示出

纵向电光效应，或能显示出横向电光效应。由于它们是各向同性的。所以对于那些要求有大的接收角的许多应用来说是很合适的，例如用在红外区域，有些已用到10.6微米。然而，由于应变而产生的小的双折射或不均匀性能明显地引起光束的退偏振。用立方晶系材料制作电光调制器的原理已由布莱尔等人[164]给出，而李[165]讨论了立方晶体的广角强度调制特性。

立方晶闪锌矿结构的材料都是半导体；对其中许多材料的制备、能带结构和电学性质已进行了广泛地研究，但有关电光特性方面的报导很少。在这一类的所有晶体中，只有砷化镓和碲化锌容易获得1厘米量级线度。天然形成的硫化锌和氯化亚铜通常没有合适的品位。从熔体中生长合成的氯化亚铜晶体通常有应变，并且当暴露于正常的大气温度时要变质。合成的立方晶硫化锌通常含有堆垛层错。用硒化锌制作光学调制器是不实用的，因为它的击穿电压小和半波电压大。它的折射率随外施电压而产生较大的变化。

锗酸铋是弱电光材料，但能从熔体中生长出优质的和线度为几个厘米的单晶体。从0.4到6微米它有好的光透射，因而有可能在一个很宽的波长范围内对光源进行调制。由于存在着各种化学合成的同晶型体，所以有可能找到一些具有较低的半波电压的晶体。氧化铋锗是被合成的具有相当尺寸和良好光学性质的四面体配位的立方晶体。它是光电导性的、高旋光性的、弱电光性和强光弹性材料，并且具有强的压电效应和特别好的超声特性。但它不是铁电体材料。具有六方晶纤锌矿结构的硫化镉，是光学上的单轴晶体，而且容易得到线度为1厘米量级的单晶体。

还应当提到其他各种材料。结晶石英的重要在于它的实用性和卓越的光学特性，而不在于其大的光电效应。石英晶体是旋光性材料，这在用此材料制作电光调制器时带来麻烦。六甲撑四胺（HMT）材料具有科学上的价值（因为它是分子晶体）和技术上的价值，因为它的电光效应特别重要。这种材料价格低廉，晶体容易生长。然而，大的晶体，特别是溶液中生长出来的这种晶体并不呈现大的电光效应，这是由于位错所引起的。米勒等人[166]建议，在靠近电子共振的那些波长处可以增强电光效应。他们证明在化合物$Na_3Li(CrO_4)_2 \cdot 6H_2O$中确实观察到这一增强作用。

铁电体的电光陶瓷也属电光材料。多晶的菱形晶锆酸铅-钛酸铅陶瓷，依其所含微晶粒的直径大小可区分为两类电光特性。在粗晶粒的陶瓷中，光散射特性依赖于陶瓷的极轴的取向，而基本上与铁电体的顽磁状态无关。细晶粒的陶瓷是双折射材料，它的光透射特性类似于光学上的单轴晶体。粗晶粒陶瓷和细晶粒陶瓷都有这样的性质，即在局限于25×25平方微米这样小的面积上独立地起开关作用，而不影响该面积的周围的光透射特性。

含晶相的各种铌酸盐或钛酸钡的铁电玻璃-陶瓷体系是另一种新型的电光材料。在铌酸盐透明玻璃-陶瓷体系的广阔范围内，观察到横向二次电光效应。当施加某一直流场时，二次电光效应转变为线性的，并且以纵向和横向两种方式都作了观察。

有关电光调制器其它方面的资料，参阅第二十章第二节。电光效应的机理参阅第十章第三节、第四节有关部份内容。

六、压光调制器

压光效应类似于电光效应，但是为使材料的双折射产生变化用的是压力而不是电场。当一些各向同性的材料在与光束成直角的方向上受应力时，它们就转变为单轴材料，并且产生

与应力成正比的相位推迟。用受应力的熔凝石英和氟化锂制作成的可变推迟片已用于紫外区域，超过了云母的透射区域。由压光材料而不是由电光材料制作固定推迟片或慢变推迟片的优点是，前一种材料是高弹性的，从而在固定的负载下推迟保持不变。有些电光调制器，如果施加以固定的直流电压，则其推迟将随时间而变化（见本节五）。其次，压光器件与电光器件相比，它具有很大的孔径角。在承受应力的各向同性材料中，推迟的改变与光在材料中的光程长度成正比，并与 $\sec\theta$ 成正比，这里 θ 是光投射在材料上的入射角。在选择承受应力的材料片时，重要的是要选择没有剩余应变的，以便当外施应力不存在时，整个视场是均匀的。

压光材料除用作慢变推迟器以外，借助于在材料块中建立起的声驻波而用作调制器。对于这一应用来说，由于这种材料的 Q 值，要产生给定的推迟只需要相当小的功率。如果不存在声损失，某一振荡将无限制地持续下去，并且一个自由悬挂的材料块，会自动产生振幅多多少少为任意值的调制双折射。贾斯珀森和肯普的压光调制器是由熔凝石英块耦合到压电结晶石英换能器上而制成的；在换能器中产生的振荡直接耦合到熔凝石英中，两部分以它们的共振频率振动。用一个以 50 千赫振荡的具有厚度为 10 厘米的熔凝石英块，只需 20 伏特的输入信号全幅值，就能在 4000 埃处产生 π 弧度的最大相位推迟。

除了以上描述的压光调制器以外，豪泽等人[167]采用有应变的玻璃极作为中速光学开关。

在压光效应的应用中，除了玻璃、熔凝石英和氟化锂以外，还可采用其他一些材料。立方晶结构的材料更为可取，因为它们是各向同性的，并且没有剩余双折射（除去应变或其他缺陷）。氟化钙已被建议用来制作透射紫外光的 $\lambda/4$ 片。贾尔迪尼[168]测量了属于立方晶钙钛矿的钛酸锶的应力光学系数，当沿着这材料的晶轴施加应力时，它就转变为单轴的（光学负晶）。贾尔迪尼还列出了压光性质已作过测量的其他立方晶材料。迈克尔提出了关于测量应力光学系数的一个非常灵敏的方法。虽然还没有普遍的理论对所观察到的应力-光学关系圆满地作出解释，可是米勒[169]提出的理论可以对立方晶体中观察到的光弹现象作出了解释。

声光脉冲调制器能以几兆赫的频率调制激光束。声光器件的工作原理与上面讨论的压光调制器不同，在声光器件中，采用合适的换能器在材料中构成声波，借助于此声波将光从主光束中散射出来。

第七节　半　影　器

一、用于平面偏振光的半影器

有时我们必须准确地测量平面偏振光束的方位角，即振动面与参考坐标系所成的角。这是很容易办到的，只要使用任何一种起偏器作为检偏器，将它旋转到使视场呈现黑暗的位置即可。这时检偏器的方位角与平面偏振光束的方位角恰成 90°。更为灵敏的方法是使用光电探测器调偏在消光位置的每一边强度相等的角度处。这两个角度的平均值通常比直接测量的值更为准确，但必须注意保持偏斜角相当地小，从而不致发生显著的不对称。

在灵敏的光电探测器出现以前，最准确的调定在最小值的方法是使用半影器作为检偏器，

或者是将半影器与检偏器结合使用。半影器通常由两个起偏器组成，它们的轴相互倾斜一角度 α（在有些类型中角 α 是固定的，而在另一些类型中 α 是可变的），如图 11-74(a) 中所示。当半影器旋转时，视场的一部分变得更暗，而其他部分变得更亮。在匹配位置视场的两部分呈现相等的亮度。（有时匹配位置是这样确定的，将半影检偏器调偏在匹配位置的每一边，以使视场的两半有给定的强度差。）因为在匹配位置的强度通常很暗，半影一词就是由此而来。

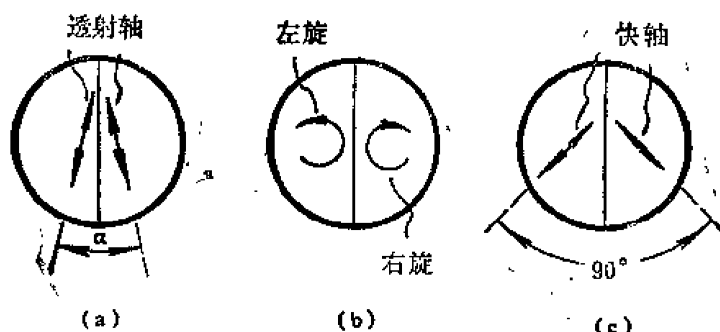


图 11-74 半影器：(a)半影检偏器；(b)用于测定平面偏振光束方位角的纳卡穆拉双片；(c)用于探测小椭圆率的布拉菲双片。

如果可能的话，在光源强度给定的情况下选择半影角 α 以使灵敏度最大。对于很强的光源，可用小的半影角得到非常高的调整精度，半影角为 0.5° 时精度的极限约为 4 弧秒。对于强度小的光源必须采用较大的半影角，而调整精度不是同样地好。

在具有半影器的情况下，或者由上述的调偏法，或者由直接测定视场两半强度相等时的方位角，均能完成光电调整。然而，与光电探测器一起使用半影器没有优点。

虽然半影器通常使用在单色光中，但有些型式适用于白光。这种半影器放置在检偏器的前面，并由所谓的灵敏色辉获得其调整精度。索累双石英片就属于这种半影器，它具有极为灵敏的、随着检偏器极轻微的转动而变成红的或蓝的剩余色。

以下描述几种具体的半影器。

（一）耶雷-考纽棱镜

用于单色光中的最简单的一种半影器是耶雷棱镜的考纽改型，它是由格兰-汤普森棱镜从中心锯成两半，其中半块磨成斜角，然后两半块又胶合在一起制成的。这个棱镜用来代替检偏器，使相互成一微小角度偏振的光束通过。（考纽用这个裂开的棱镜代替起偏器，但原理是一样的。）类似的装置也能用一片高消光的人造偏振片（或其他二向色片状起偏器）制成。主要问题是在视场的两半之间获得尽可能锐的分界线，从而可以目视区别相互非常接近的灰色区域。

（二）利皮什半影器和劳朗半影器

与有固定半影角的耶雷-考纽棱镜不同，利皮什棱镜有可变半影角。遮盖视场一半的一个小的格兰-汤普森棱镜放置在格兰-汤普森检偏器的前面，这个格兰-汤普森检偏器的轴调整到与主检偏器成一微小的（可变的）角度。在劳朗可变半影器中，遮盖视场一半的一个石英半波片放置在检偏器的前面。其作用原理已为赫勒所解释。这样的可变半影器的主要缺点是，随着方位角的改变半影是不对称的，而且视场两半的亮度不同，这是由于遮盖视场一半的辅助片中的反射和吸收所致。

（三）纳卡穆拉双片

依据不同的原理工作的纳卡穆拉双片，是更合适的一种半影装置。它由垂直于光轴切割的右旋和左旋结晶石英片组成，每片各遮盖视场的一半，沿着两片的边缘胶合在一起（图11-74(*b*)）。当结晶石英垂直于其光轴切割时，所有沿光轴行进的光都具有相同的速度，但是平面偏振光束是以顺时针方向旋转还是以反时针方向旋转（对迎向光束的传播方向观察而言），这取决于是右旋石英还是左旋石英。因纳卡穆拉双片是由相等厚度的两种石英组成的，通过双片的平面偏振光束变为振动平面相互成角度 α 的两个光束。角 α 依赖于石英片的厚度（在 0.04毫米 与 0.2 毫米之间）和光的波长。表 11-18 给出了以度/毫米（石英厚度）为单位的旋光率随波长而变的数值。例如，0.1 毫米厚的纳卡穆拉双片用于波长 5461 埃时，使平面偏振光分成两束光，其振动面相互成一角度 $2\times2.55°=5.10°$。因纳卡穆拉双片不是起偏器，它可在检偏器的前面以任意方位角安置；当检偏器调至消光时，视场的两半会呈现相同的亮度。杰拉德声称可获得 $10^{-5}\times2\pi$ 的调整精度。

表 11-18　平面偏振光在石英中的旋光率[170]

波　长 （埃）	旋光率 （度/毫米）	波　长 （埃）	旋光率 （度/毫米）
2265.03	201.9	5085.82	2[illegible]
2503.29	153.9	5460.72	25.5[illegible]
3034.12	95.02	5892.90	21.724
3403.65	72.45	6438.47	18.023
4046.56	48.945	6707.86	16.535
4358.34	41.548	7281.35	13.924
4678.15	35.601	7947.63	11.589
4861.33	32.761		

当波长给定时纳卡穆拉双片有固定的半影角；但当波长变短时，由于石英的旋光率增大而半影角变大。这是一个优点，因为通常光源的强度小，而且人眼对光谱的蓝端较不灵敏。如果需要具有不同半影角的装置，则要有一组不同厚度的纳卡穆拉双片；较薄的双片有较小的半影角（与片的厚度成正比）。如果双片的两部分的厚度不同，则当视场的两半呈现同样明亮时，检偏器的方位角会偏离真正的消光位置。然而，如果在所有的调整中都用到双片，则因为这种偏离总是在真正消光位置的同一侧，所以不会带来误差。

（四）萨伐尔片

虽然没有绝对严格的半影器，但萨伐尔片是检验小量偏振光的极精密的装置。它包含与光轴成 45° 切割的两个石英片或方解石片，这两个片叠置在一起，叠置得使它们的主截面互成直角，并且用加拿大树脂胶胶合。当把萨伐尔片安置在检偏器前面时，如果光是非偏振的，则看不出什么。然而，只要光束有轻微的偏振，则出现把片的主截面之间的夹角等分为二的平行光带（萨伐尔带）。当光束的振动面接近光带本身的方向时，光带的强度增大。萨伐尔片是极为灵敏的，能够探测天空光或来自日冕的偏振度。在这个应用中，将四分之一波片放置在萨伐尔片的前面，四分之一波片的光轴要与萨伐尔片的推迟轴成 45°。在这样装置下，条纹反衬度只依赖于光的偏振度，而条纹的位置只依赖于振动面的方向。萨伐尔片与衍射光栅的组合，也用作消色差波片。

二、用于椭圆偏振光的半影器

如果人们要测定椭圆偏振光的椭圆率和椭圆长轴的取向，通常用四分之一波推迟片或者用可变推迟片（例如巴俾涅补偿器或索累补偿器）把椭圆偏振光变为平面偏振光。

以下描述两种用于探测微小平面偏振光束的很小椭圆率的半影器，它们能够指示何时补偿器把椭圆偏振光完全转变为平面偏振光。这两种半影器是布喇菲双片和布喇斯半影片。

（一）布喇菲双片

布喇菲双片由两个四分之一波片（或更薄的波片）构成，两片的边缘接连在一起，其光轴与边缘成 45° 角，如图 11-74(*e*) 所示。一个片的快轴与另一个片的慢轴平行。当布喇菲双片放置在正交起偏器之间，并且视场中没有样品时，无论半影方位角相对于起偏器的方位角如何变化，双片的两半的亮度相同。（然而视场的总亮度随半影的方位角而变。）

布喇菲双片的作用如下。当平面偏振光射入双片时，射出两个邻接的椭圆偏振光束，它们的椭圆率和椭圆取向皆相同，但旋转的向指相反。如果用检偏器观察光，把检偏器调整到使沿椭圆长轴的振动消失的方位，则视场的两部分呈现出一样地暗。当检偏器转动到不同方位时，整个视场会变得较亮，但是视场的两半仍有相同的亮度。如果现在把样品插入光束，使得有椭圆偏振光入射到双片上，则视场的两半不再呈现一样地暗。甚至椭圆的轴长之比小到 10^{-4}，视场两半的差别都能观察得出[171]。

因为要使两个片的快轴严格地成 90° 角和使片的两半之间有锐分界线是很困难的，所以传统的布喇菲双片使用不广。特朗斯塔德[172]提出一种更容易制造的改型，在光学上与布喇菲双片相当。它由三个分离的云母片组成。其中两个片由同一云母片切成，这两个片的轴平行，两片重叠在一起并覆盖视场的一半。第三个片也由同一云母片切成，被夹持在可独立旋转的支架中，第三个片覆盖整个视场。如果使大片的快轴调节到平行于一对小片的慢轴，则小片所在部分的净推迟等效于快轴与大片的快轴成 90° 角的一个单片的推迟。这样制成的双片的优点是当双片安置在正交起偏器之间时，可以借助于观察片的两半的强度变化来调整各部分的方位。这时视场中心的分界线即为一对小片的边缘，而不是接连在一起的两个边缘。另一种布喇菲双片的改型由佩鲁卡[171]所提出，他使用一个薄云母片覆盖视场的一半，而用受有小的单轴应力的玻璃片代替特朗斯塔德的云母片来覆盖整个视场。布喇菲双片（和四分之一波片一起）在测定椭圆偏振光的方位角、椭圆率和向指中的用处，已为里査兹[173]所讨论。

（二）布喇斯半影片

布喇斯半影片包含一个极薄的（约 0.00017 毫米）云母片，它嵌镶在加拿大树脂胶中并覆盖视场的一半。它有几乎消失的分界线。虽然它能使用于各种亮度级，但一般是调整在效果最好的位置。使用这个半影器时，光不完全恢复到直线振动，而是有一定的小的椭圆率。布喇斯称他的补偿器比布喇菲双片灵敏 200 倍，能够探测 $6\times10^{-5}\lambda$ 的推迟。

已经提出的其他半影系统是由几个上述半影器在一起形成的复合系统。

参考文献

[1] Muller, R. H., Proc. Symp. Recent Dev. Ellipsometry, Surf. Sci., 16, 14(1969).

[2] Berning, J. A. and Berning, P. H., *J. Opt. Soc. Am.*, 50, 813 (1960).
[3] Abele's, F., *Progr. Opt*, 2, 251 (1963).
[4] Jones, R. C., *J. Opt. Soc. Am.*, 52, 747 (1962).
[5] Bird, G. R. and Shurcliff, W. A., *J. Opt. Soc. Am.*, 49, 235 (1959).
[6] West, C. D. and Jones, R. C., *J. Opt. Soc. Am.*, 41, 976 (1951).
[7] Šimon, I., *J. Opt. Soc. Am.*, 41, 336 (1951).
[8] Charney, E., *J. Opt. Soc. Am.*, 45, 980 (1955).
[9] Jones, R. C., *J. Opt. Soc. Am.*, 46, 528 (1956).
[10] Shurcliff, W. A., Polarized Light, Harvard University Press, Cambridge, Mass, P. 15-29, 95-98, 109-123 (1962).
[11] Sutton, A. M. and Panati, C.F., lecture notes, Modern Optic RCA Institutes, Clark, N. J. (1969).
[12] Ramachandran, G. N. and Ramaseshan, S., Crystal Optics, p. 1-54 in S. Flügge (ed.), Handbuch der Physik, 25/1, Springer, Berlin (1961).
[13] Jerrard, H. G., *J. Opt. Soc. Am.*, 44, 634 (1954).
[14] Born, M. and Wolf, E., Principles of Optics, Pergamon, New York, 5th ed., p. 30-32, 544—555 (1975), (杨葭荪等译校，光学原理，科学出版社).
[15] Budde, W., *Appl. Opt.*, 1, 201 (1962).
[16] Ioshpa, B. A. and Obridko, V. N., *Opt. Spectrosc.* (*USSR*), 15, 60 (1963).
[17] O'Neill, E. L., Introduction to Statistical Optics, Addison-Wesley, Reading, Mass, p. 133-156 (1963).
[18] Marathay, A. S., *J. Opt. Soc. Am.*, 55, 969 (1965).
[19] Marathay, A. S., *J. Opt. Soc. Am.*, 56, 619 (1966).
[20] Priebe, J. R., *J. Opt. Soc. Am.* 59, 176 (1969).
[21] Collins, J. G. and Steel, W. H., *J. Opt. Soc. Am.*, 52, 339 (1962).
[22] Schmieder, R. W., *J. Opt. Soc. Am.*, 59, 297 (1969).
[23] Tewarson, S. P., *Indian J. Phys.*, 40, 281, 562 (1966).
[24] Cernosek, J., *J. Opt. Soc. Am.*, 61, 324 (1971).
[25] McCracking, F. L., *J. Opt. Soc. Am.*, 60, 57 (1970).
[26] Hellerstein, D., *App. Opt.*, 2, 801 (1963).
[27] Azzam, R. M. A. and Bashara, N. M., *J. Opt. Soc. Am.*, 61, 600, 733, 1380 (1971).
[28] Berning, P. H., Physics of Thin Films, Academic, New York, vol. 1, p. 78--81 in G. Hass (ed.) (1963).
[29] Heller, W., Physical Methods of Organic Chemistry, Interscience, New York, Vol. 1, pt. 3, p. 2147 (1960).
[30] Potter, R. F., *J. Opt. Soc. Am.*, 54, 904 (1964).
[31] Potter, R. F., *Appl. Opt.*, 4, 53 (1965).
[32] Jasperson, S. N. and Schnatterly, S. E., *Rev. Sci. Instrum.*, 40, 761 (1969).
[33] Harrick, N. J., Internal Reflection Spectroscopy, Interscience, New York (1967).
[34] Wendlandt, W. W. (ed.), Modern Aspects of Reflectance Spectroscopy, Plenum, New York (1968).
[35] Aspnes, D. E., *J. Opt. Soc. Am.*, 61, 1077 (1971).

[36] Driscoll, W. G. , Vaughan, W. , Sponsored by OSA, Handbook of Optics, McGraw-HillBook Co., New York, p. 10-26 (1978) .

[37] Born, M. and Wolf, E. , Principles of Optics, 5th ed. p. 680 (1975) , (杨葭荪等译校，光学原理，科学出版社) .

[38] King, R. J. and Talim, S. P. , *J. Phys.* (*GB*) , ser. E, 4, 93 (1971) .

[39] Twyman, F. , Prism and Lens Making, Hilger and Watts, London, 2d ed. , p. 244, 599 (1952) .

[40] Decker, D. L. , Stanford, J. L. and Bennett, H. E. , J. *Opt.* Soc. *Am.* , 60, 1557A (1970) .

[41] Ammann, E. O. and Massey G. A. , J. *Opt*. *Soc*. *Am*. , 58, 1427 (1968) .

[42] Archard, J. F. and Taylor, A. M. , J. Sci. Instrum. , 25, 407 (1948) .

[43] Swartz, J.,Wilson, D. K. and Kapash, R. J., High Efficiency Laser Polarizers, Electro-Opt. 1971 West Conf. , Anaheim, Calif. , May (1971) .

[44] Shustov, A. V. , Sov. *J. Opt. Technol.* , 34, 177 (1967) .

[45] Archard, J. F. , J. *Sci. Instrum.* , 26, 188 (1949) .

[46] Landolt, H., Das Optische Drehungsvermögen Organischer Substanzen, Braunschweig, 2d ed. , p. 293 (1898) .

[47] Lippich, F. , Wien Akad. Sitzungsber. , ser. III, 85, 268 (1882) .

[48] Groosmuller, J. T. , *Z. Instrumentenkd.* , 46, 563 (1926) .

[49] Steinmetz, D. L. , Phillips, W. G.,Wirick, M. and Forbes, F. F., *Appl. Opt.*, 6, 1001 (1967) .

[50] Hardy, A. C. , *J. Opt. Soc. Am.* , 25, 305 (1935) .

[51] Feussner, K. , *Z. Instrumentenkd*, 4, 41 (1884) .

[52] West, C. D. , *J. Opt. Soc. Am.* ,35, 26 (1945) .

[53] Yamaguti, T. , *J. Phys. Soc. Jap.* , 10, 219 (1955) .

[54] Yamaguti, T. , Makino, I. , Shinoda, S. and Kuroha,I. , *J. Phys. Soc. Jap.* , 14, 199 (1959) .

[55] Chandrasekharan, V. and Damany, H. , *Appl. Opt.* , 10, 681 (1971) .

[56] Landais, E. , Bull. Soc. Fr. Mineral. *Cristallogr.* , 91,350 (1968) .

[57] Käseman, E. , *Optik*, 19, 161 (1962) .

[58] Shurcliff, W. A., Polarized Light, Harvard University Press, Cambridge, Mass, p. 43—64 (1962) .

[59] Dreyer, J. F. , J. *Opt. Soc. Am.* , 39, 983A (1947) .

[60] Driscoll, W. G. , Vaughan, W. , Sponsored by OSA, Handbook of Optics. McGraw-Hill Book Co. , p. 10—71 (1978) .

[61] Rupprecht, G. , Ginsberg, D. M. and Leslie, J. D. , J. *Opt. Soc. Am.*, 52, 665 (1962) .

[62] Larsen, T. , Inst. Radio Eng. Trans. , MTT-10, 191 (1962) .

[63] Kerr, D. W. and Palmer, C. P. , *J. Opt. Soc. Am.* , 61, 450 (1971) .

[64] Auton, J. P. , *Appl. Opt.* , 6, 1023 (1967) .

[65] Bird, G. R. . and M. Parrish, Jr. , *J. Opt. Soc. Am.* , 50, 886 (1960) .

[66] Driscoll, W. G. , Vaughan, W. , Sponsored by OSA, Handbook of Optics, McGraw-Hill Book Co. , p. 10—75 (1978) .

[67] Paul, B. , Weiss, H. and Wilhelm, M. , *Solid State Electron.* , 7, 835 (1964) .
[68] Davis, N. M. , Clawson, A. R. and Wieder, H. H., *Appl. Phys. Lett.* , 15, 213 (1969) .
[69] Lee, K. O. and Neo, Y. P. , *J. Opt. Soc. Am.* , 61, 273 (1971) .
[70] Peters, C. W. , Zipf, T. F. and Deibel, P. V. , *J. Opt. Soc. Am.* , 43, 816A (1953) .
[71] Horton, V. G. ,Arakawa, E. T. , Hamm, R. N. and Williams, M. W., *Appl. Opt.* , 8, 667 (1969) .
[72] Kudo, K. , Arai, T. and Ogawa, T. , *J. Opt. Soc. Am.* , 60, 1046 (1970).
[73] Grum, F. and Costa, L. F. , *Appl. Opt.* , 13, 2228 (1974) .
[74] Clancy, E. P. , *J. Opt. Soc. Am.* , 42, 357 (1952) .
[75] Rohrbaugh, J. H. , Pine, C., Zoellner, W. G. and Hatcher R. D., *J. Opt. Am.* 48, 704, 710 (1958) and 46, 104 (1956) .
[76] Young, J. B. , Graham, H. A. and Peterson, E. W. , *Appl. Opt.* , 4, 1023 (1965) .
[77] Hamm, R. N. , MacRae, R. A. and Arakawa, E. T. , *J. Opt. Soc. Am.* , 55, 1460 (1965) .
[78] Schledermann, M. and Skibowski, M. , *Appl. Opt.* , 10, 321 (1971) .
[79] Harrick, N. J. , *J. Opt. Soc. Am.* , 49, 376, 379 (1959) .
[80] Driscoll, W. G. , Vaughan, W. , Sponsored by OSA, Handbook of Optics, Mc-Graw-Hill Book Co. , p. 10—86 (1978) .
[81] Driscoll, W. G. , Vaughan, W. , Sponsored by OSA, Handbook of Optics, Mc Graw-Hill Book Co. , p. 10—87 (1978) .
[82] Abelès, F. , *C. R.* , 230, 1942 (1950) .
[83] Schulz, L. G. and Tangherlini, F. R. ,*J. Opt. Soc. Am.* , 44, 362 (1954) .
[84] Rabinovitch, K. , Canfield, L. R. and Madden, R. P. , *Appl. Opt.* , 4, 1005 (1965) .
[85] McIlrath, T. J. , *J. Opt. Soc. Am.* , 58, 506 (1968) .
[86] Provostaye, M. F. de la and Desains, P. , *Ann. Chim. Phys.* , ser 3, 30, 158 (1850) .
[87] Conn, G. K. T. and Eaton, G. K., *J. Opt. Soc. Am.*, 44, 553 (1954) .
[88] Driscoll, W. G., Vaughan, W., Sponsored by OSA, Handbook of Optics, Mc-Graw-Hill Book Co., p. 10—89 (1978) .
[89] Driscoll, W. G., Vaughan, W., Sponsored by OSA, Handbook of Optics, Mc-Graw-Hill Book Co., p. 10—90 (1978) .
[90] Weinberg, J. L., *Appl. Opt.*, 3, 1057 (1964) .
[91] Driscoll, W. G., Vaughan, W., Sponsored by OSA, Handbook of Optics, McGraw-Hill Book Co., p. 10—98 (1978) .
[92] Driscoll, W. G., Vaughan, W., Sponsored by OSA, Handbook of Optics, McGraw-Hill Book Co., p. 10—99 (1978) .
[93] Hertz, J. H., *Exp. Tech. Phys.*, 7, 277 (1959) .
[94] Bennett, J. M., Decker, D. L. and Ashley, E. J., *J. Opt. Soc. Am.*, 60, 1577A (1970) .

[95] Schröder, H., *Optik*, 3, 499 (1948) .
[96] Abelés, F., J. *Phys. Radium*, 11, 403 (1950) .
[97] Kubo, K., *J. Sci. Res. Instrum.* (Tokyo Inst. Pnys. Chem. Res.) , 47, 1(1953).
[98] Clapham, P. B., Downs, M. J. and King, R. J., *Appl. Opt.*, 8, 1965 (1969) .
[See also Clapham, P. B., *Thin Solids Films*, 4, 291 (1969).]
[99] MacNeille, S. M., U. S. Pat. 2403731 (July 9, 1946) .
[100] Banning, M., J. *Opt. Soc. Am.*, 37, 792 (1947) .
[101] Baumeitcr, P., *Opt. Acta*, 8, 105 (1961) .
[102] Costich, V. R., *Appl. Opt.* 9, 866 (1970) .
[103] Leurgans, P. and Turner, A. F., J. *Opt. Soc. Am.*, 37, 983A (1947) .
[104] Billings, B. H, and Pittman, M. A., J. *Opt. Soc. Am.*, 39, 978 (1949) .
[105] Otto, A., *Optik*, 29, 246 (1969) .
[106] Salwén, A. and Stemsland, L., *Opt. Commun.*, 2, 9 (1970) .
[107] Wood, R. W., Physical Optics, Macmillan, New York, 3d ed., p. 360 (1934) .
[108] Billings, B. H., American Institute of Physics Handbook, McGraw-Hill, New york, 2d ed. p. 6-39, 6-97, 6-98 (1963) .
[109] Einsporn, E., *Phys. Z.*, 37, 83 (1936) .
[110] Françon, M., Mallick, S. and Vulmiére, J. *Opt. Soc. Am.*, 55, 1553 (1965) .
[111] Driscoll, W. G., Vaughan, W., Sponsored by OSA, Handbook of Optics, McGraw-Hill Book co., p. 10-107 (1978) .
[112] Smith, P. H., *Proc. Symp. Recent Dev. Ellipsometry*, Surf. Sci., 16, 34 (1969) .
[113] Weinberger, H. and Harris, J., J. *Opt. Soc. Am.*, 54, 552 (1964) .
[114] Yolken, H. T., Waxler, R. M. and Kruger, J., J. *Opt. Soc. Am.*, 57, 283(1967).
[115] Holmes, D. A., J. *Opt. Soc. Am.*, 54, 1115 (1964) .
[116] Heavens, O. S., Optical Properties of Thin Solids Films, Butterworths, London, p. 92 (1955) .
[117] Bruhat, G. and weil, L., *Rev. Opt.*, 15, 41 (1936) .
[118] Gieszelmann, E. L., Jabocs, S. F. and Morrow, H. E., J. *Opt. Soc. Am.*, 59, 1381 (1969) . [erratum in idid., 60, 705 (1970)] .
[119] Maillard, J. -P., *Opt. Commun.*, 4, 175 (1971) .
[120] Palik, E. D., *Appl. Opt.*, 2, 527 (1963) .
[121] Holzwarth, G., *Rev. Sci. Instrum.*, 36, 59 (1965) .
[122] Jaffe, J. H., Jaffe, H. and Rosenheck, K., *Rev. Sci. Instrum.*, 38, 935 (1967).
[123] Ennos, A. E., J. *Sci. Instrum.*, 40, 316 (1963) .
[124] Beckers, J. M., *Appl. Opt.*, 10, 973 (1971) .
[125] Chandrasekharan, V. and Damany, H., *Appl. Opt.*, 7, 939 (1968) .
[126] Bennett, J.M., *Appl. Opt.*, 9, 2123 (1970) .
[127] King, R. J., *J. Sci. Instrum.*, 43, 617 (1966) .
[128] Mooney, F., *J. Opt. Soc. Am.*, 42, 181 (1952) .
[129] Oxley, A. E., *Phil. Mag.*, ser. 6, 21, 517 (1911) .
[130] Kizel, V. A., Krasilov, Yu. I. and Shamraev, V. N., *Opt. Spectrosc.* (USSR). 17, 248 (1964) .
[131] Krasilov, Yu. I., *Opt. Spectrosc.* (USSR) , 22, 267 (1967) .

[132] Emberson, R. M., J. *Opt. Soc. Am.*, 26, 63 (1936) .
[133] Aben, Kh. K., *Opt. Spectrosc.* (USSR) , 13, 421 (1962) .
[134] Violino, P., *Rev. Opt.*, 44, 109 (1965) .
[135] Destriau, G. and Prouteau, J., *J. Phys. Radium*, ser 8, 10, 53 (1949) .
[136] Osterberg, H. and Carlan,A.,Two Element, Achromatic Quarter-Wave Plates, Am. Opt. Res. Lab., Southbridge, Mass., Res. Rep. 4500-3-1522, May 31 (1957) .
[137] Osterberg, H. and Carlan,A,.Three Element, Achromatic Quarter-Wave Plates, S. Pancharatnam's Combination, Am. Opt. Res. Lab., Southbridge, Mass., Res. Rep. 4500-3-1522, May 29 (1957) .
[138] McIntyre, C. M. and Harris, S. E., *J. Opt. Soc. Am.*, 58, 1575 (1968) .
[139] Adams, L. H. and Waxler, R. M., *J. Res. Natl. Bur. Stand. (U. S.)*, 69C, 103 (1965) .
[140] Richards, P. L. and Smith, G. E., *Rev. Sci. Instrum.*, 35, 1535 (1964) .
[141] Lostis, P., *J. Phys. Ridium*, ser 8, 18, 51S (1957) .
[142] Strong, J., Procedures in Experimental Physics,Prentice-Hall,Englewood Cliffs, N. J. (1938) .
[143] Dobrowolski, J. A., *J. Opt. Soc. Am.*, 49, 794 (1959) .
[144] Benedicks, C., *Phys. Z.*, 23, 561 (19311) .
[145] Wright, F. E., *Am. J. Sci.*, 237, 736 (1939) .
[146] Alfano, R. R. and Woodruff, W. H., *Appl.* Opt., 5, 352 (1966) .
[147] Ennos, A. E., *Opt. Acta*, 10, 105 (1963) .
[148] Grunstra, B. R. and Perkins, H. B., *Appl. Opt.*, 5, 585 (1966) .
[149] Goranson, R. W. and Adams, L. H., *J. Franklin Inst.*, 216, 475 (1933) .
[150] Jerrard, H. G., *J. Opt. Soc. Am.*, 42, 159 (1952) .
[151] Jerrard, H. G., *J. Opt. Soc. Am.*, 39, 1031 (1949) .
[152] Jerrard, H. G., *J. Sci. Instrum.*, 26, 353 (1949) .
[153] Jerrard, H. G., *J. Sci. Instrum.*, 28, 10 (1951) .
[154] Harihan, P. and Sen, D., *J. Sci. Instrum.*, 37, 278 (1960) .
[155] Holmes, D. A., *J. Opt. Soc. Am.*, 54, 1340 (1964) .
[156] Ploss, R. S., *Opt. Spectra*, 3 (1) , 63 (1969) .
[157] Steinmetz, L. L. et al., *Appl. Opt.*, 12, 1468 (1973) .
[158] Driscoll, W. G., Vaughan, W., Sponsored by OSA,Handbook of Optics,McGr-awHill Book Co., p. 10-142 (1978) .
[159] Billings, B. H. ., *J. Opt. Soc. Am.*, 42, 12 (1952) .
[160] Kaminow, I. P., Appl. *Opt.*, 3, 511 (1964) .
[161] Hook, W. R. and Hilberg, R. P., *Appl. Opt.*, 10, 1179 (1971) .
[162] Burns, G. and Smith, A. W., *IEEE J. Quantum Electron.*, QE-4, 584 (1968) .
[163] Burns, G., *IEEE Trans. Electron. Devices*, ED-16, 506 (1969) .
[164] Buhrer, C. F., Bloom, L. R. and Baird, D. H., *Appl. Opt.*, 2, 839 (1963) .
[165] Lee, R. W., *Appl.* Opt., 8, 1385 (1969) .
[166] Miller, A., Karipides, A. G. and Peltz, T. M., *Appl. Opt.*, 10, 1925 (1971) .
[167] Hauser, S. M., Smith, L. S., Marlowe, D.G.and Yoder, P. R., *Appl. Opt.*,

2, 1175 (1963).
[168] Giardini, A. A., J. *Opt. Soc. Am.*, 47, 726 (1957).
[169] Mueller, H., *Phys. Rev.*, 47, 947 (1935).
[170] Jenkins, F. A. and White, H. E., Fundamentals of Optics, McGraw-Hill, New York, 3d ed., p. 545, 556—557 (1957).
[171] Perucca, E., *J. Sci. Instrum.*, 12, 8 (1935).
[172] Tronstad, L., *J. Sci. Instrum.*, 11, 144 (1934).
[173] Richartz, M., *J. Opt. Soc. Am.*, 55, 453 (1965).

第十二章　光学薄膜和滤光片

广义来说，光学滤光片是这样一种器件或材料，它能按照规定的需要改变入射光的光谱强度分布，或使入射的电磁辐射偏振状态发生变化。光谱强度分布的改变，就波长而言，可以是选择性的抑或是非选择性的。对光学行为来说，主要是透射、反射、偏振和密度衰减、散射等作用。就其形式来看，有呈玻璃片状者，液体、气体状者。而光谱区域可以从0.01微米远紫外延伸至1000微米远红外各个波段。惟因所用材料之不同，有的称之为滤光片，有的则称之为滤光器。

本章将着重讨论的是一般的吸收滤光片（器）、截止滤光片、带通滤光片、窄带透射和反射滤光片、减反射膜和高反射膜、光束分离器等等。所讨论之光谱范围局限于可见光及其邻近的光谱区域。至于真空紫外滤光片和红外滤光片，可参阅有关文献[1-4]。

随着光学滤光片、光学镀膜技术的发展，薄膜光学亦应运而生。它在研究各种薄膜系的性质、物理过程以及有关技术的过程中，已逐渐形成现代光学的一个分支[5-6]。

有关镀膜工艺和设备参阅第二十五章第十节。

第一节　吸收滤光片

一、滤光片的一般理论

（一）滤光片的分类

描述光学滤光片的性能有许多不同的方法。举例来说，用于可见光谱区域而组成材料为有吸收的透射和反射滤光片，可以用颜色的名称依次加以描述。或者参考几种色度系统中的一种为标准，如依据CIE色度图加以分类。有时因许多特殊应用之异，致使滤光片性能的规格存在着许多标准。然而，一个滤光片性能的最完整资料应提供出：光谱透射率、反射率和光密度曲线。滤光片（器）的一般分类见表12-1。

试参看图12-1。一个滤光片在波长λ处的镜面光谱透射率T_λ等于透射过滤光片的该波长辐射能量$I_{2,\lambda}$与入射在该滤光片上的辐射能量$I_{1,\lambda}$之比：

$$T_\lambda=\frac{I_{2,\lambda}}{I_{1,\lambda}} \qquad (12-1)$$

一个滤光片的镜面光谱反射率R_λ，即以类似概念定义为：

$$R_\lambda=\frac{I_{R,\lambda}}{I_{1,\lambda}} \qquad (12-2)$$

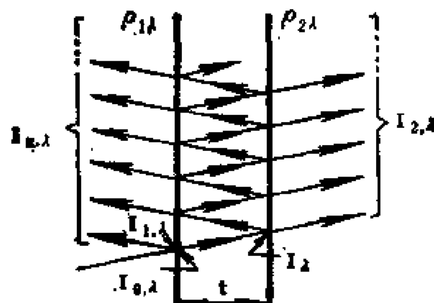


图12-1　入射辐射经一个平面平行薄片时之镜面透射和反射

一个滤光片的透射率T_λ和光密度D_λ之间的关系由下式给出：

表 21-1　滤光片（器）光谱特性分类

波长(微米)	短波截止滤光片（器）	长波截止滤光片（器）	光谱区域分离
0.01—0.2	T 金属膜	T 金属膜 R 金属-电介质反射膜	T 金属膜 薄膜干涉滤光片
0.2—0.4	T 透明光学材料 颜色玻璃 固态有机材料 液体和气体滤光器 吸收薄膜 周期性多层膜 R 多次反射滤光片	T 固态无机材料 固态有机材料 液体和气体滤光器 金属膜 周期性多层膜 R 金属-电介质反射膜 多次反射滤光片	T 颜色玻璃 固态有机材料 金属膜 吸收滤光片组合 薄膜干涉滤光片 R 多次反射滤光片
0.4—0.75	T 透明光学材料 颜色玻璃 固态无机材料 固变有机材料 液体和气体滤光器 吸收薄膜 周期性多层膜 R 多次反射滤光片	T 颜色玻璃 固态有机材料 液体和气体滤光器 周期性多层膜 R 多次反射滤光片	T 颜色玻璃 固态有机材料 吸收滤光片组合 薄膜干涉滤光片 R 薄膜干涉滤光片 多次反射滤光片
0.75—2.5	T 透明光学材料 颜色玻璃 固态无机材料 固态有机材料 吸收薄膜 周期性多层膜 散射滤光片 R 多次反射滤光片 散射滤光片	T 透明光学材料 颜色玻璃 周期性多层膜 R 多次反射滤光片	T 薄膜干涉滤光片 R 薄膜干涉滤光片 多次反射滤光片
2.5—50	T 透明光学材料 粉末滤光器 周期性多层膜 散射滤光片 R 多次反射滤光片 散射滤光片	T 透明光学材料 周期性多层膜 R 多次反射滤光片	T 薄膜干涉滤光片 R 多层反射滤光片 剩余辐射滤光片
50—1000	T 粉末滤光器 R 金属栅网	T 透明光学材料 金属栅网 R 金属栅网	T 薄膜干涉滤光片 多栅干涉滤光片

注：T——透射；R——反射。

$$D_\lambda = \log \frac{1}{T_\lambda} \qquad (12\text{-}3)$$

滤光片透射率曲线可用三种坐标表示。一种为线性坐标，一种为对数坐标，另一种表示方法则是广泛采用的光密度对数 $\log D_\lambda$ 坐标。图 12-2 就是用此三种坐标绘制的一个带通干涉滤光片的计算透射率曲线。线性坐标是最常用的坐标，对数坐标如同密度表示一样，在欲知低透射区域的有关精确情况时特别适用。可是，它以牺牲高透射区域详情作为代价的。光密度对数坐标在 0.05 至 0.80 透射率区域内始终是线性的，在低透和高透区域两方面以一定的平均值扩展。波长采用微米单位，在整个光谱区域内采用此单位是最方便的。

（二）表面反射损失　内透射率

在大多数滤光片里均伴随衰减。滤光片的作用本身是造成此种衰减的主要物理因素，而不同介质之间边界面上的反射损失是招致衰减的次要因素。界面上之反射损失，通常能用镀

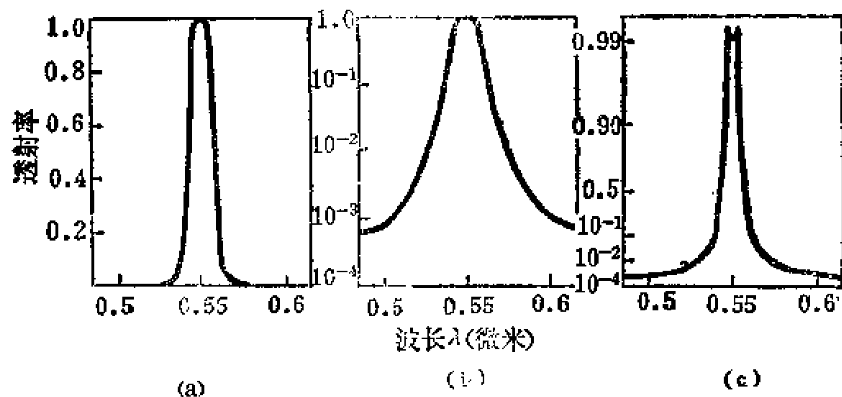


图 12-2　一个矩形带通干涉滤光片的计算透射率。以三种坐标绘制 (a) 线性坐标 (b) 对数坐标 (c) 光密度对数坐标

减反射膜的方法或几个零件胶合在一起的方法减少之。与此同时，欲区别滤光片起主要作用的透射率和滤光片整个透射率之间的差别，也是比较方便的。

在吸收和散射滤光片中，滤光片介质的两侧发生反射。参照图12-1，通常定义内透射率τ_λ为离开滤光片介质之前的辐射强度和进入滤光片介质之后的辐射强度之比，

$$\tau_\lambda=\frac{I_\lambda}{I_{0,\lambda}} \tag{12-4}$$

对于干涉滤光片来说，这个量相当于多层膜的透射率。

一个滤光片的总透射率T_λ能够用内透射率或内透射率τ_λ和二个表面的反射率$\rho_{1,\lambda}$，$\rho_{2,\lambda}$表示。假定两个表面是平面平行的，入射辐射不是高度单色的，因此，干涉效应能够忽略不计。所有内反射的总和能导出下述光谱透射率的表示式：

$$T_\lambda=\frac{(1-\rho_{1,\lambda})(1-\rho_{2,\lambda})\tau_\lambda}{1-\rho_{1,\lambda}\rho_{2,\lambda}\tau_\lambda^2} \tag{12-5}$$

如果周围的介质是一样的话，$\rho_\lambda=\rho_{1,\lambda}=\rho_{2,\lambda}$公式就可简化为：

$$T_\lambda=\frac{(1-\rho_\lambda)^2\tau_\lambda}{1-\rho_\lambda^2\tau_\lambda^2} \tag{12-6}$$

对用于可见光谱区域的大多数吸收滤光片来说，ρ_λ之数量级为0.04。对多数目的用途来说，透射率公式写为下式足已精确：

$$T_\lambda\approx(1-\rho_\lambda)^2\tau_\lambda \tag{12-7}$$

倘若图12-1的薄片表示一个镀在基底上的干涉滤光片，从基底侧来的反射系数为$\rho_{2,\lambda}$，于是$1-\rho_{2,\lambda}$应用t_λ代替，此即滤光片的内透射率。一般说来基底材料是透明的，$\tau_\lambda=1$，因此可得：

$$T_\lambda=\frac{(1-\rho_{1,\lambda})t_\lambda}{1-\rho_{1,\lambda}\rho_{2,\lambda}} \tag{12-8}$$

式中之$\rho_{2,\lambda}$在干涉滤光片的情况下，通常随λ变化而急剧地变化，并且可以假定为0和1.0之间的任何一个值；若$\rho_{1,\lambda}$是小的话，则T_λ可作一个合适的近似：

$$T_\lambda=[1-\rho_{1,\lambda}(1-\rho_{2,\lambda})] \tag{12-9}$$

（三）平面平行滤光片组合的透射率

为得到一个期望的光谱透射率曲线，常常必须把不同吸收特性的滤光片加以组合。组合

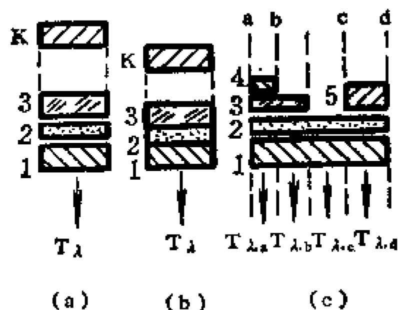


图 12-3 组合式滤光片之透射率：(*a*)、(*c*) 为空气间隔，(*b*) 为胶合

滤光片的一个普通方法是将它们按图 12-3 的方式排列起来。遗憾的是，在各个不同的表面之间会发生许多不同的内反射。因此，其合成透射率公式是很复杂的，精确的计算可由矩阵法算得。

当表面反射很小时，如以空气为间隔的吸收滤光片组合，计入一次近似的合成透射率由下式给出：

$$T_\lambda = T_{1,\lambda}T_{2,\lambda}T_{3,\lambda}\cdots\cdots T_{k,\lambda} \tag{12-10}$$

利用透射率—光密度转换表（见附录），可以很容易地将上述公式改换为以光密度形式表示：

$$D_\lambda = D_{1,\lambda} + D_{2,\lambda} + D_{3,\lambda} + \cdots\cdots D_{k,\lambda} \tag{12-11}$$

如果所有滤光片是胶合的（图 12-3*b*），且界面不产生任何显著的反射，那么合适的公式为：

$$T_\lambda = (1-\rho_{1,\lambda})(1-\rho_{k,\lambda})\tau_{1,\lambda}\tau_{2,\lambda}\tau_{3,\lambda}\cdots\cdots\tau_{k,\lambda} \tag{12-12}$$

若ρ_λ表示滤光片的平均反射率，则由胶合引起的透射率增加量为$(1-\rho_\lambda)^{2(k-1)}$。

可是将式（12-10）至（12-12）应用于干涉滤光片，能够导出严重的误差。试考虑$\tau_{1,\lambda} = \tau_{2,\lambda} = 0.5$ 的两个电介质干涉滤光片的情况。该干涉滤光片是镀在同一个平面平行基底的两个相对的面上。按照式（12-10），其合成透射率应为$T_\lambda = 0.25$。然而，若利用式（12-5），令$\rho_{1,\lambda} = \rho_{2,\lambda} = 0.5$和$t_\lambda = 1.0$ 则得 $T_\lambda = 0.33$。又假定基底的内透射率为 0.9，于是合成透射率应为 $T_\lambda \approx 0.27$。

至于某些光谱透射率曲线，则不能依靠放置一组滤光片合成来解决。有的应用需要如图12-3那样的排列，整个滤光片的有效光谱透射率由下式表示：

$$T_\lambda = \left(\frac{a}{A}T_{\lambda,a} + \frac{b}{A}T_{\lambda,b} + \frac{c}{A}T_{\lambda,c} + \frac{d}{A}T_{\lambda,d}\right) \tag{12-13}$$

式中 A——滤光片的总面积；

a、b、c、d——四个带域的面积；

$T_{\lambda,a}$、$T_{\lambda,b}$、$T_{\lambda,c}$、$T_{\lambda,d}$——四个带域的透射率；

而

$$\begin{aligned} T_{\lambda,a} &= T_{1,\lambda}T_{2,\lambda}T_{3,\lambda}T_{4,\lambda} \\ T_{\lambda,b} &= T_{1,\lambda}T_{2,\lambda}T_{3,\lambda} \\ T_{\lambda,c} &= T_{1,\lambda}T_{2,\lambda} \\ T_{\lambda,d} &= T_{1,\lambda}T_{2,\lambda}T_{5,\lambda} \end{aligned} \tag{12-14}$$

使用这种复合式滤光片必须慎重考虑。复合滤光片的每个区域的光谱透射率是不同的。倘若入射辐射不是均匀地照明滤光片，那将会引起误差。为缓和此问题，建议采用一种分割滤光片为许多小块、普通、规则的元件，并重新组合成镶嵌的形式。

（四）组合式反射滤光片

当辐射从 k 个不同反射面反射时，则其合反射将由下式给出：

$$R_\lambda = R_{1,\lambda}R_{2,\lambda}R_{3,\lambda}\cdots\cdots R_{k,\lambda} \tag{12-15}$$

而组合式反射滤光片之合透射率，类似于前面所述的公式（12-10）。

金属膜、薄膜干涉反射膜等均是专门使用或组合使用的。

为方便起见，使用不同反射面的数目通常是受限制的。某些反射板可能排列的方式已由图 12-4 给出。图 12-4(b)中的排列能够使入射光束方向不偏离或移位。每一种情况中之反射板数目依赖于反射板的长度和入射光束的入射角。其他的排列形式也是可以采用的。

显然，多次反射滤光片要比透射滤光片大得多且复杂得多。可是，在已给定的应用中，假如这些缺点能被接受，多次反射滤光片就能提供大的用处，此乃反射板之本性所定。

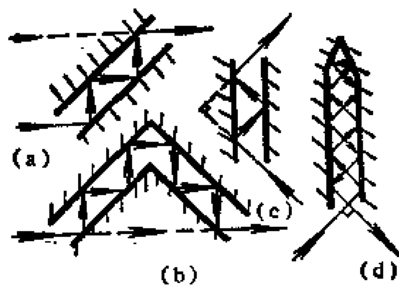


图 12-4　多次反射滤光片之各种排列

二、吸收滤光片

（一）吸收滤光片概述

吸收型滤光片是一种应用最广的滤光片。它们可以由颜色玻璃、晶体、烧结多孔材料、明胶、无机和有机液体以及吸收性薄膜构成。其主要优点是使用简单，对入射角不敏感，造价便宜或适中，视所用的实际材料而定。

实际上，在各个光谱区域中具有吸收本性的物质数目是繁多的，有固体、液体和气体。由现有吸收光谱材料制成的滤光片常用图谱概要已有出版。

当然，并不是每一种能呈现出光谱选择性吸收的材料，都是一个可能的滤光片材料；另一种要求是，它们的光学性质要经时稳定，并对使用条件中合理影响因素不敏感。

经由材料吸收的辐射通常是以热、荧光或在材料中进行光化学反应的形式释放出来。在有些情况下，这种释放又会抑制材料。光化学反应会导致吸收性质的改变，荧光现象会引起不需要的辐射。除非有能保护免受辐射的措施，应该避免使用此种材料。至于热量，能够引起材料本身放出红外辐射。如果所用的探测器对这些红外辐射是敏感的，那么要消除它也是困难的。

（二）有关吸收的定律

当电磁辐射通过均匀的各向同性且有吸收的介质材料时，其强度逐渐变小。布格定律阐明一个吸收材料的内透射率与厚度 t 的关系是：

$$\tau_\lambda = 10^{-\alpha_\lambda t} \qquad (12\text{-}16)$$

式中光谱吸收系数 α_λ取决于材料吸收本领，并且是波长的函数。

液体滤光器的内透射率可由比尔定律表述（参看第九章第六节）：

$$\tau_\lambda = 10^{-\varepsilon_\lambda ct} \qquad (12\text{-}17)$$

式中 c 是溶液的浓度。每单位浓度的光谱吸收系数 ε_λ 不仅取决于溶质，也取决于溶剂。当然，在某些浓度很高或浓度很低的溶液里，也观察到偏离比尔定律的现象，但它们似乎完全是由于吸收材料的改变所致。

已知一种吸收材料的厚度 t_1 处之内透射率为 τ_{λ,t_1}，欲求某一厚度 t_2 处之内透射率，可以很容易地从朗伯定律计算而得：

$$\tau_{\lambda,t_2} = (\tau_{\lambda,t_1})^{t_2/t_1} \qquad (12\text{-}18)$$

布格定律、朗伯定律以光密度表示则为：

$$d_\lambda = \alpha_\lambda t \qquad (12\text{-}19)$$

$$d_{\lambda,t_2}=\frac{t_2}{t_1}d_{\lambda,t_1} \tag{12-20}$$

欲知光密度与透射率之间的关系，可利用光密度—透射率表（见本章附录），是十分方便的。

此外，朗伯定律也可以写作光谱透射率的形式：

$$T_{\lambda,t_1}=(T_{\lambda,t_2})^{t_1/t_2} \tag{12-21}$$

（三）颜色玻璃

颜色玻璃滤光片的玻璃是由基质玻璃加着色剂构成的。可分为两大类，即胶体着色玻璃和离子着色玻璃。典型的基质玻璃是钾、钠、磷酸盐、硼酸盐、硼硅酸盐和硅酸盐玻璃，至于着色剂可以取金属离子掺在基质玻璃的溶液之中，例如二价和三价金属离子锰、铬、钒，二价铜或一价铜离子、钴、镍、铀、钨、钼、铋、镨或铈离子。它们也可以由非金属元素或非金属元素的化合物即硫、硫化物、硒、硒化物、碲或碲化物以及金属原子如金、银、铜原子悬浮于玻璃之中，构成亚微观晶体，仅经过一个特殊的热处理达到其有效大小。滤光片玻璃的光谱特性不但依赖于着色剂和所采用的基质玻璃组合，而且还取决于炼玻璃炉子的气氛。在压铸玻璃的情况下，还取决于连续热处理的温度和持续时间。

因为在一个复杂的制造过程中，从一个熔点变化到另一个熔点伴随着之某种变化是不可避免的，故此，颜色玻璃的光谱透射率曲线，不应当完全依据已发表的光谱透射率曲线，而只能把它当作一种典型样品性能。实际所用的颜色玻璃透射率，在确定滤光片最佳厚度之前应加以测量。此外，着色剂的浓度是变化的，欲实现规定透射率曲线所必需的厚度与资料刊出值常有差异，须视实际情况而决。

（四）颜色滤光玻璃的光谱透射率

颜色滤光片玻璃呈片状和块状，由许多厂商制造，各种不同的玻璃类型有百种之多。现举例列出国外九家厂商制造的约 300 多种不同类型玻璃的透射率曲线，供作比较和参考。如图 12-5（a）至图 12-5（s）所示，曲线性质类似的透射率曲线均归于同一个图表中。同一张表列出之玻璃可视为同一类的，但也列出校正因子，将其与内透射率相乘，即得总透射率。

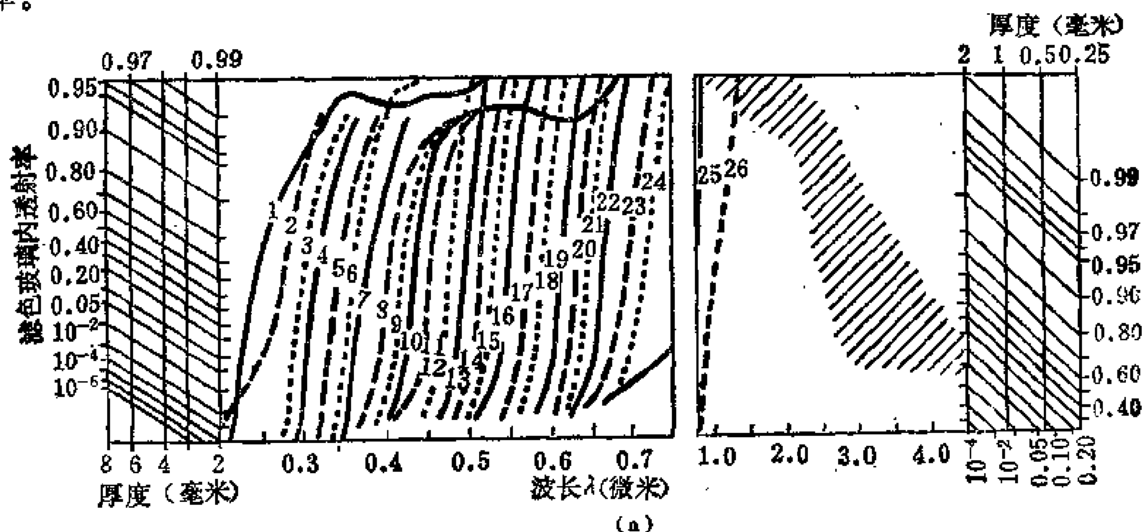


图 12-5（a）

图12-5　(a)附表

曲线	校正因子	玻璃牌号	厚度(毫米)	曲线	校正因子	玻璃牌号	厚度(毫米)
1	0.925	C-7910	2.00			BL-Y-8	4.04
2	0.925	S-WG-280	2.00	16	0.915	S-OG-550	2.00
		S-WG-295	1.31			C-3482	0.97
3	0.920	S-WG-305	2.00			PM-VJ-55	1.00
		C-7740	1.24			BL-Y-4	5.35
4	0.910	S-WG-320	2.00	17	0.915	S-OG-570	2.00
		C-0160	1.65			C-2434	0.33
5	0.885	S-WG-345	2.00			BL-R-6	0.77
		S-WG-335	2.79			C-3480	1.04
6	0.920	S-WG-9	2.00			PM-VR-57	1.10
		PPG-2876	0.43	18	0.915	S-OG-590	2.00
		PM-AUV-2	1.38			C-2418	0.[illegible]1
		C-7380	2.84			C-2424	0.86
		S-WG-360	3.22			BL-R-2	0.89
7	0.920	S-GG-375	2.00			PM-VR-59	1.06
		S-GG-385	1.15	19	0.915	S-RG-610	2.00
		S-GG-365	1.51			PM-VR-62	0.49
		CP-OY-10	3.36			C-2412	0.81
8	0.910	S-GG-400	2.00			BL-R-5	0.92
		C-3391	1.10			BL-R-1	5.34
9	0.910	S-GG-420	2.00	20	0.915	S-RG-630	2.00
		C-3389	0.96			C-2403	0.53
10	0.910	S-GG-435	2.00			C-2404	0.73
		PM-VJ-44	1.28			BL-R-3	1.02
11	0.915	S-GG-455	2.00			C-2408	3.39
12	0.915	S-GG-475	2.00	21	0.915	S-RG-645	2.00
13	0.915	S-GG-495	2.00			C-2030	0.41
		C-3385	0.96	22	0.915	S-RG-665	2.00
		PPG-1397	3.00			BL-R-7	0.59
		PM-VJ-49	3.74	23	0.915	S-RG-695	2.00
14	0.915	S-OG-515	2.00	34	0.915	S-RG-715	2.00
15	0.915	S-OG-530	2.00			BL-R-4	4.82
		C-3484	0.67	25	0.915	S-RG-780	2.00
		C-3486	1.03	26	0.910	PM-VR-7	2.00
		PM-VJ-53	1.05			C-2540	1.23
						S-RG-1000	1.45
						CP-OX-5	3.18

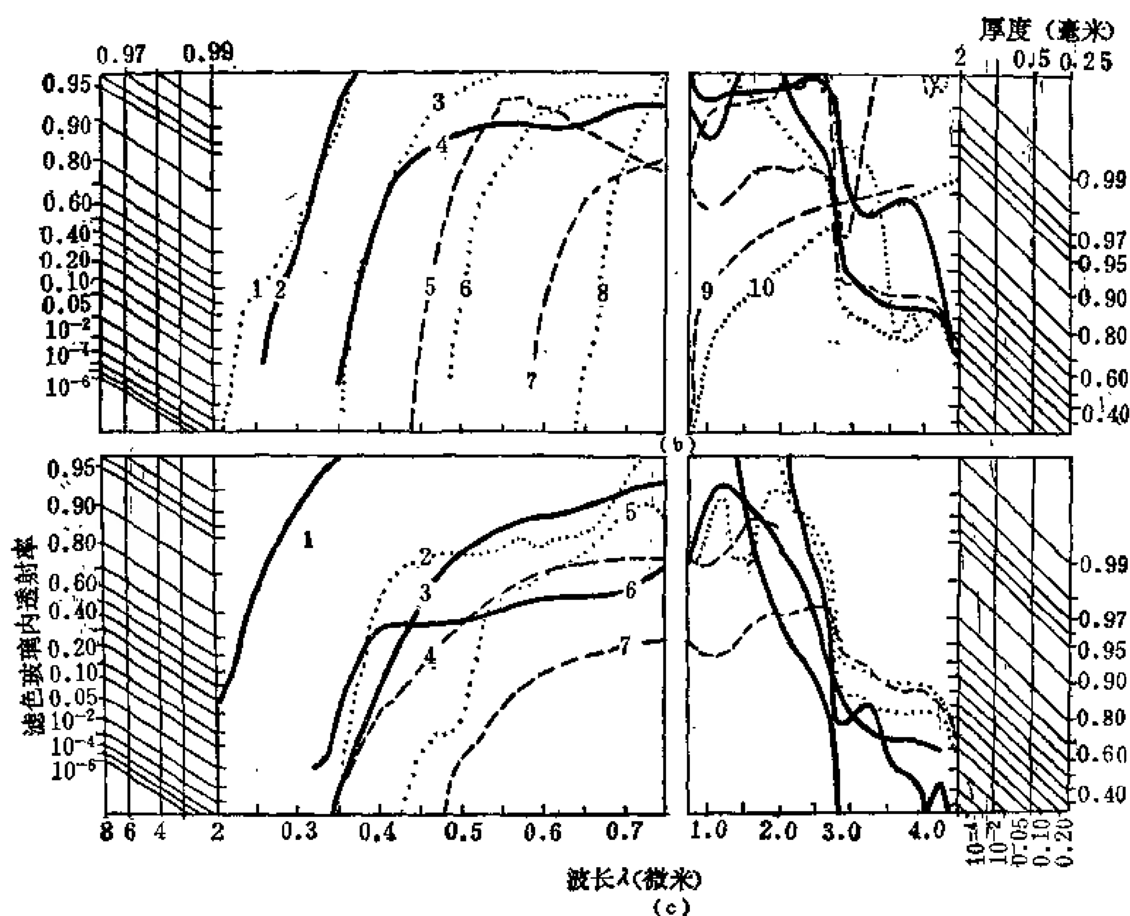


图 12-5 (b)、(c)

图 12—5 (b) 附表

曲线	校正因子	玻 璃 牌 号	厚 度 (毫米)
1	0.931	C-7905	2.00
2	0.930	S-UR-2	2.00
3	0.836	PM-VIR-3	2.00
4	0.918	C-3850	2.00
5	0.917	C-3387	2.00
6	0.918	BL-Y-6	2.00
7	0.710	S-UR-1	2.00
8	0.913	PM-VR-67	2.00
9	0.662	PM-AS_2Se_1	2.00
10	0.662	PM-AS_2Se_1 (P)	2.00

图 12—5 (c) 附表

曲线	校正因子	玻 璃 牌 号	厚 度 (毫米)
1	0.911	CP-OW-1	2.00
		S-WG-230	1.55
2	0.917	CP-OW-12	2.00
3	0.915	S-FG-10	2.00
4	0.918	DS-GELB-376	2.00
5	0.917	C-3780	2.00
6	0.918	AO-CRUXITE-AX	2.00
		AO-CRUXITE-A	3.00
	0.918	C-3304	2.00

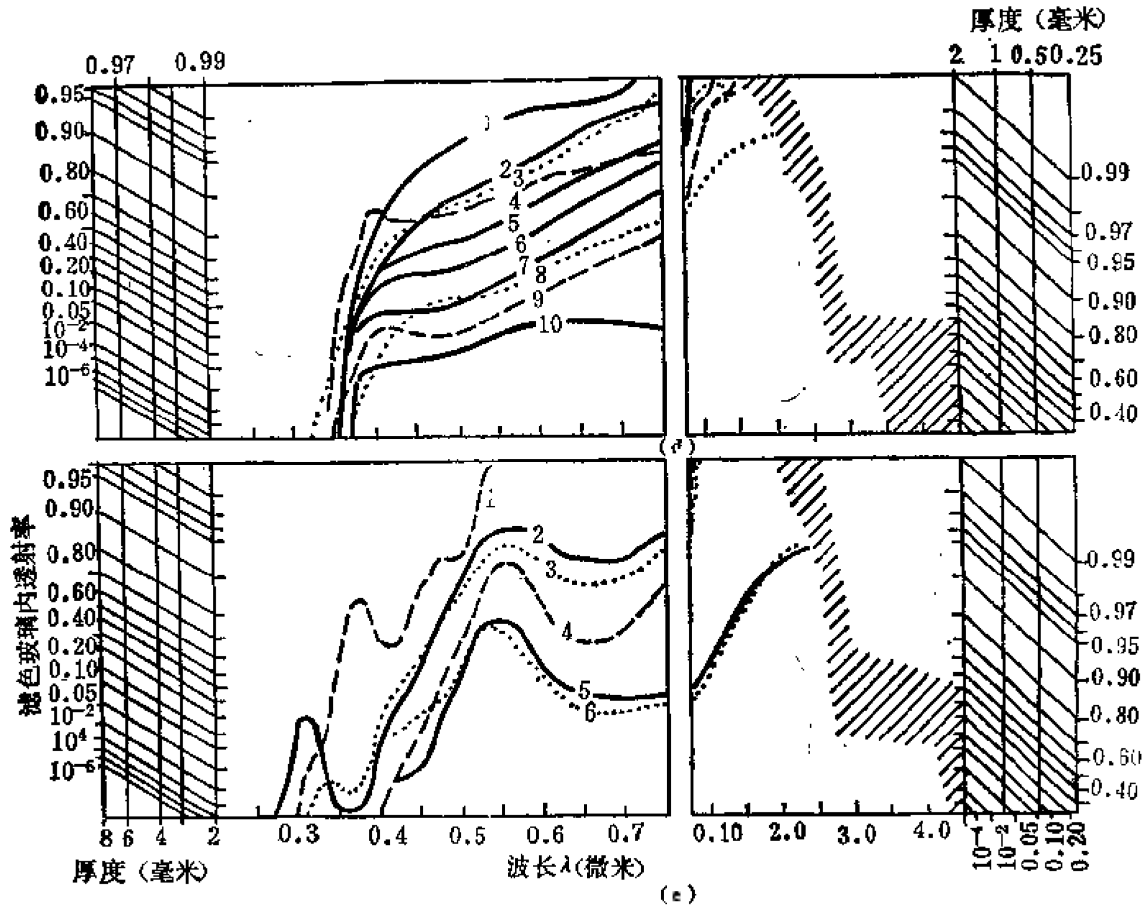


图12-5 (d) (e)

图 12—5 (d) 附表

曲线	校正因子	玻璃牌号	厚度(毫米)
1	0.918	DS-UVR	2.00
2	9.906	PM-AUV-1	2.00
3	0.920	S-FG-11	2.00
4	0.918	DS-PINK-B	2.00
5	0.906	SD-ROTALIN-355	1.57
		PM-VCR-15	2.00
		DS-KR-12	0.42
6	0.906	PM-VCR-120	0.44
		DS-KR-9	0.55
		PM-VCR-30	2.00
7	0.906	DS-KR-15	6.62
		PM-VCR-60	2.00
8	0.920	S-FG-9	2.00
		S-FG-8	5.30
		S-FG-7	7.45
		CP-OY-21	2.00
9	0.918	DS-PINK-C	7.88
		DS-KR-3	8.27
		AO-COSMETAN	2.00
		DS-BRAUN-328F	1.58
		DS-BRAUN-424	1.83
10	0.918	DS-BRAUN-4010F	2.39
		DS-BRAUN-345F	2.41

图 12—5 (e) 附表

曲线	校正因子	玻璃牌号	厚度(毫米)
1	0.925	S-GG-21	2.00
		CP-OY-14A	0.40
		S-GG-17	0.70
		C-3750	0.71
		C-3718	1.43
		S-GG-19	2.00
2	0.915	S-GG-9	0.56
		S-GG-4	2.00
		CP-OY-13	2.00
3	0.915	DPG-5353	0.73
4	0.891	CP-OY-12	0.80
		DS-GELB-GRÜN-C	0.82
		PM-VJV-4	1.07
		CS-GG-10	1.48
		BS-GELB-GRUN-B2	2.55
		PM-VJV-3	3.61
		C-4015	2.00
		S-VG-4	1.28
5	0.918	PM-VJV-6	1.30
		BL-G-9	1.49
		DS-GRÜN	1.50
		S-VG-5	1.61
		S-VG-10	4.76
6	0.902	PM-VJV-2	2.00

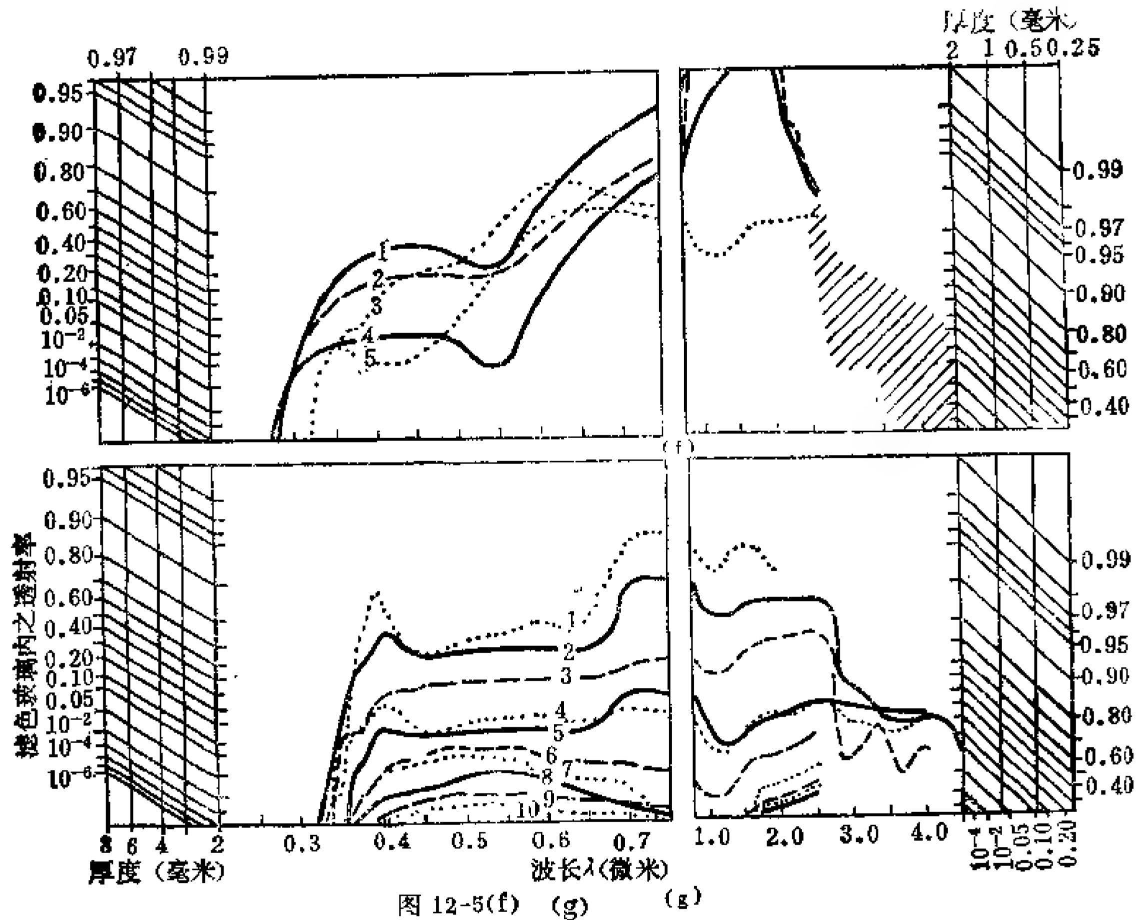


图 12-5(f)　(g)

图12—5（f）附表

曲线	校正因子	玻璃牌号	厚度（毫米）
1	0.915	S-FG-2	2.00
2	0.915	S-FG-1	2.00
3	0.915	DS-KR-6	2.00
4	0.020	S-RG-6	2.00
5	0.918	C-3307	2.00

图 12—5（g）附表

曲线	校正因子	玻璃牌号	厚度（毫米）
1	0.918	DS-GRAUBRAUN-425	2.00
		DS-ROSAL-041-21	0.26
		DS-SOMBRA	0.31
		DS-ROSAL-027-21	0.40
		DS-GRAUBRAUN-426	0.94
2	0.918	CP-ON-33	2.00
		CP-ON-10	0.28
		CP-ON-11A	0.46
		CP-ON-31A	0.57
		DS-OPHTASAN-BII	0.64
		CP-ON-32A	1.02
		CP-ON-33	1.53
3	0.923	PM-VN-3	2.00
		BL-N-5	0.42
		BL-N-4	0.86
		BL-N-3	1.25
		BL-N-2	3.38
		BL-N-1	9.58
4	0.918	C-8364	2.00
		AO-TRUE COLOR	1.72
		AO-TRUE COLOR-C	2.50
5	0.917	PM-OMBRANE	2.00
		AO-TRUE COLOR-D	2.28
		DS-GRAU-093	8.21
		DS-GRAU-254	8.78
6	0.918	CP-ON-8	2.00
7	0.918	CP-ON-7	2.00
8	0.918	CP-ON-6A	2.00
		DS-GRÜN-041(Z2)	4.84
		DS-GRÜN-018(Z1)	9.78
9	0.918	CP-ON-5	2.00
10	0.918	CP-ON-4	2.00

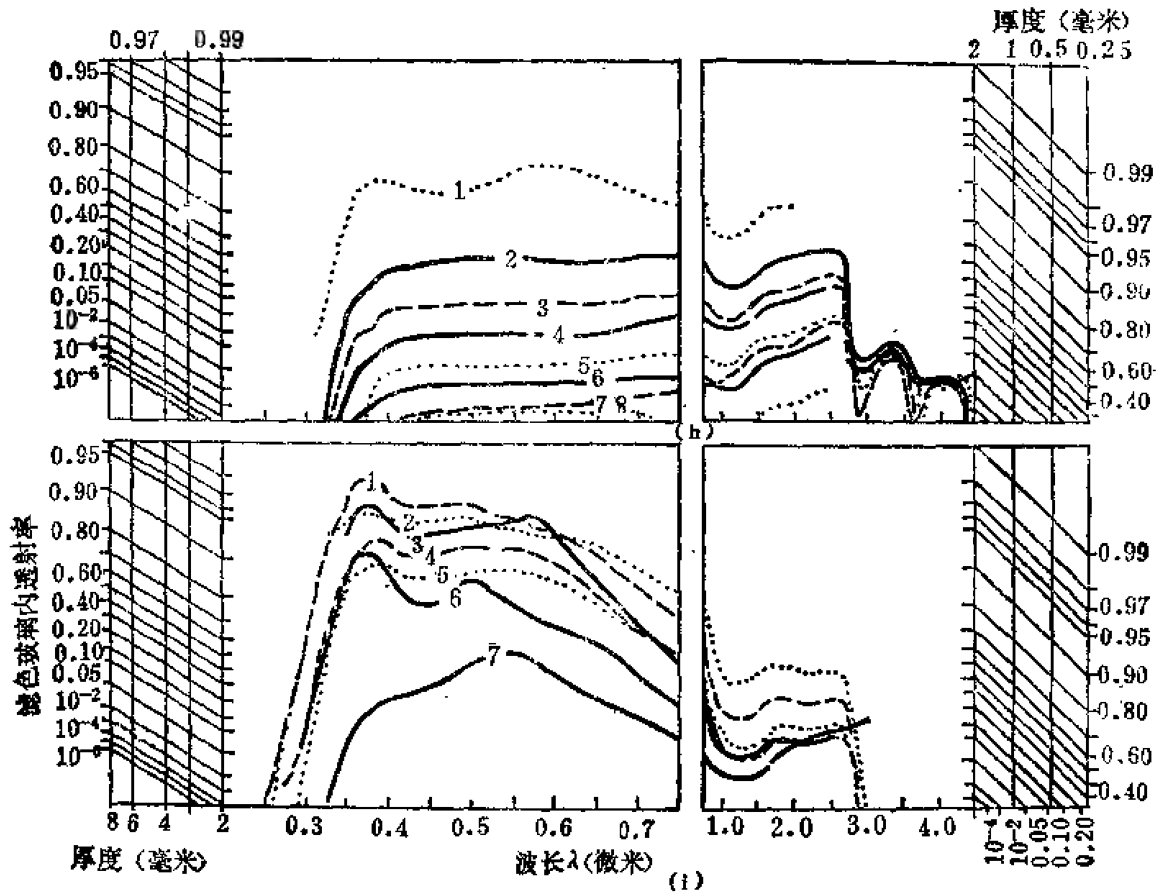


图 12-5 (h)　(i)

图 12—5 (h) 附表

曲线	校正因子	玻璃牌号	厚度(毫米)
1		DS-UROPA-F	2.00
2	0.920	S-NG-11	2.00
3	0.920	S-NG-5	2.00
4	0.920	S-NG-4	2 00
5	0.918	CP-ON-30	2.00
6	0.918	CP-ON-2	2.00
		S-NG-9	1.76
		S-NG-3	2.42
7	0.920	S-NG-10	2.00
8	0.918	CP-ON-3	2.00

图 12—5 (i) 附表

曲线	校正因子	玻璃牌号	厚度(毫米)
1	0.920	S-KG-2	2.00
2	0.920	S-KG-4	2.00
3	0.918	CP-HA-3	2.00
		PPG-2043	7.08
		PPG-9844	14.8
4	0.920	S-KG-1	2.00
		C-4600	1.11
		S-KG-3	1.40
5	0.920	S-BG-22	2.22
6	0.921	J-BG-30	2.00
7	0.918	J-SG-1	2.00

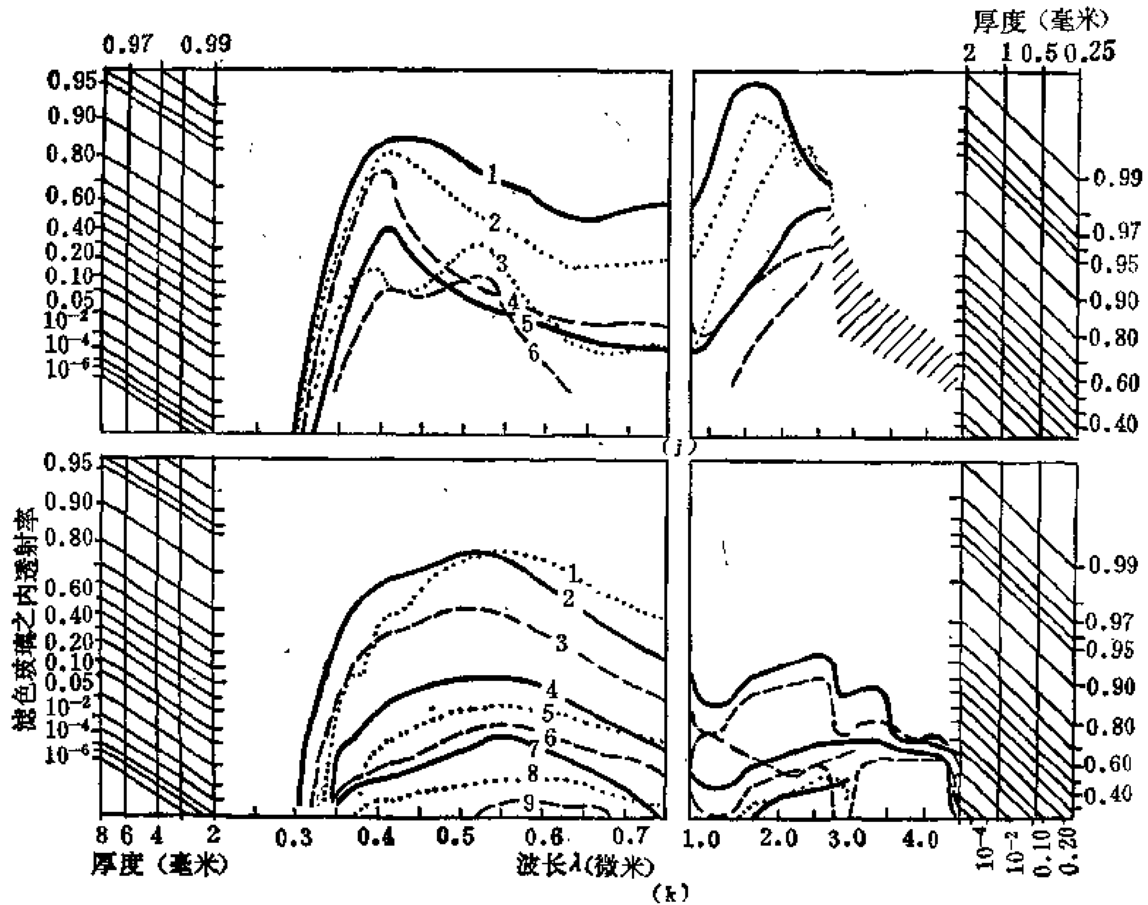


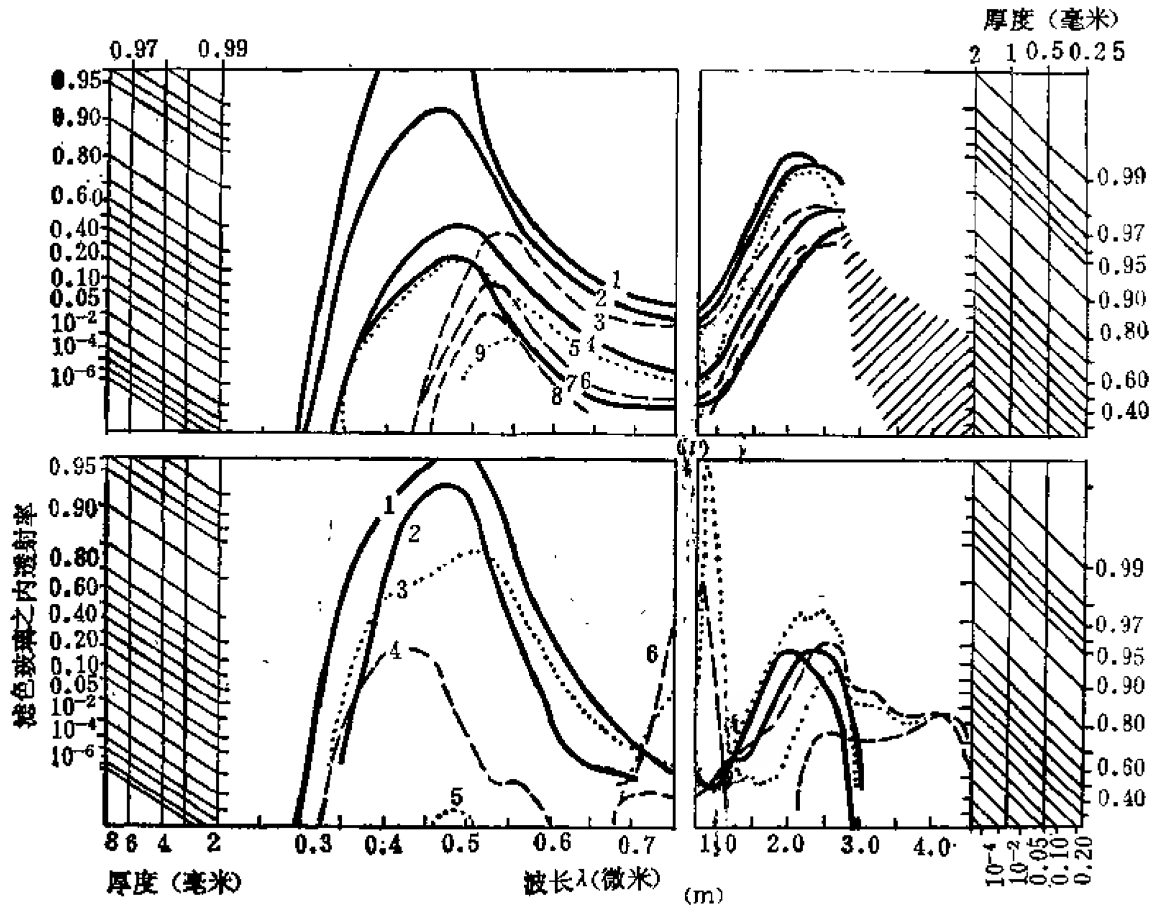
图 12-5 (j) (k)

图 12—5 (j)

曲线	校正因子	玻璃牌号	厚度（毫米）
1	0.906	PM-VCB-15	2.00
		S-FG-12	2.94
2	0.906	PM-VCB-30	2.00
		PM-VCB-120	0.72
		PM-VCB-60	1.17
3	0.910	C-4084	2.00
4	0.918	CP-OB-8	2.00
5	0.900	S-BG-34	2.00
		C-5900	3.86
		S-FG-5	4.00
		S-FG-4	5.67
		S-FG-6	9.68
6	0.910	J-VG-12	2.00

图 12—5 (k)

曲线	校正因子	玻璃牌号	厚度（毫米）
1	0.918	AO-CALOBAR-A	2.00
2	0.922	C-3966	3.00
		C-3962	0.54
		C-3965	0.96
3	0.920	S-BG-10	2.00
		DS-ATHERMAL-OB	1.57
		DS-ATHERMAL-OD	5.08
4	0.918	C-3961	2.00
		DS-ATHERMAL-264F	5.13
5	0.918	AO-CALOBAR-EX-D	2.00
		DS-ATHERMAL-365	3.07
		DS-ATHERMAL-272	4.31
6	0.917	J-SG-2	2.00
7	0.916	J-SG-3	2.00
8	0.917	J-SG-5	2.00
9	0.918	C-3390	2.00



(m)

图 12-5　(l)　(m)

图 12 5 (l) 附表

曲线	校正因子	玻璃牌号	厚度(毫米)
1	0.920	S-BG-26	2.00
		S BG-14	0.66
		C-4309	1.03
2	0.917	CP-OB-4	2.00
		C-4303	0.33
		S-BG 23	0.53
		C-4305	0.67
		C-4308	1.20
		DS-ASURBLAU-05	1.51
		DS-ASURBLAU-00	3.21
		PM-VB-1	4.08
3	0.918	CP-OGR-2	2.00
		CP-OGR-1	0.70
4	0.915	S-BG-13	2.00
		B-)G-1	0.32
		C-4060	0.68
5		PM-VB-3	2.00
6	0.910	S-VG-9	2.00
		S-VG-6	3.63
7	0.920	S-BG-7	2.00
		C-4445	3.43
8	0.907	PM-VV-2	2.00
		S-VG-14	1.69
		C-4010	3.45
		PM-VV-1	5.82
		CP-OGR-3	24.8
9	0.918	BL-G-19	2.00

图 12-5 (m) 附表

曲线	校正因子	玻璃牌号	厚度(毫米)
1	0.915	S-BG-38	2.00
2	0.905	C-9782	2.00
		C-9780	4.05
		C-4784	6.67
3	0.917	C-4784	2.00
		S-BG-18	0.56
4	0.918	CP-OB-10	2.00
		S-BG-28	3.18
		BL-B-10	20.4
5	0.910	PM-VR-6	2.00
6	0.918	C-2600	2.00

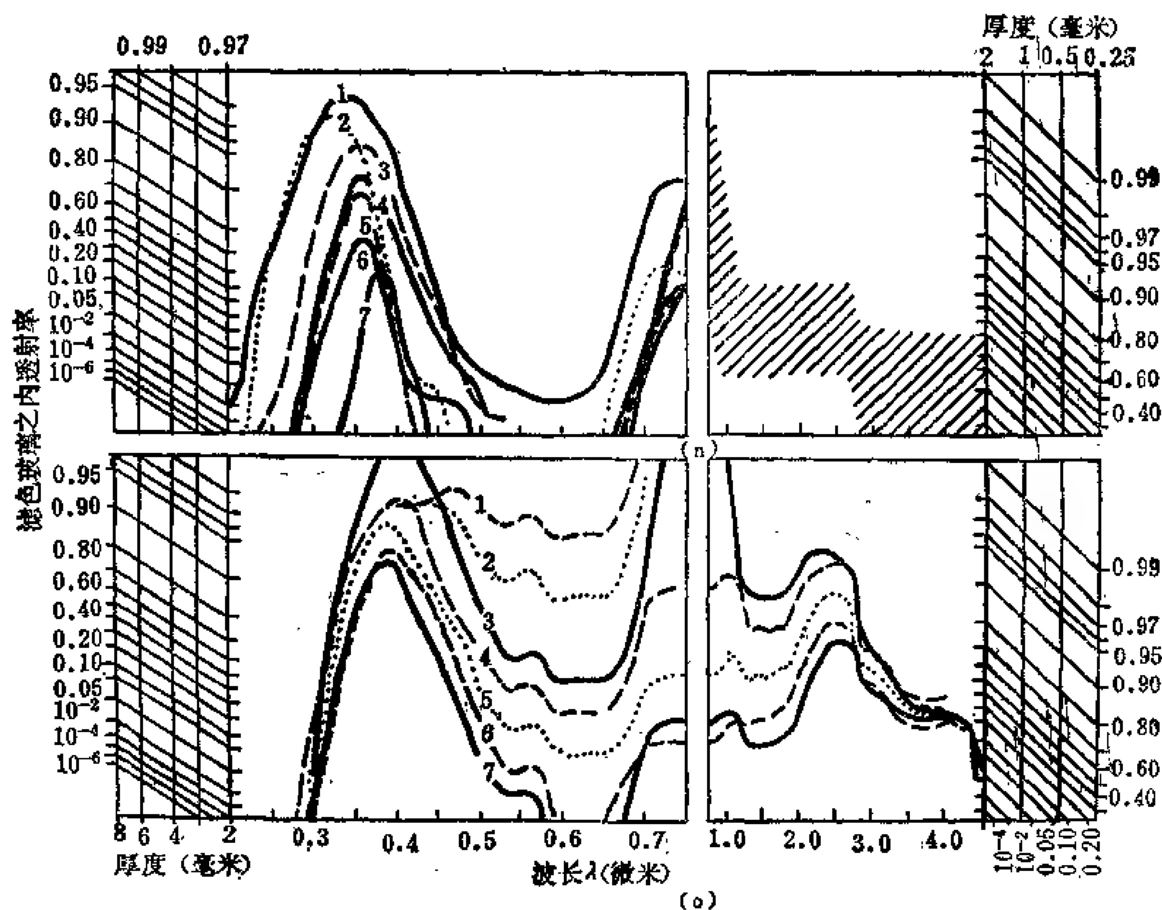


图 12-5 (n) (o)

图 12-5 (n) 附表

曲线	校正因子	玻璃牌号	厚度(毫米)
1	0.915	S-BG-24	2.00
2	0.918	C-9863	2.00
3	0.920	S-BG-3	2.00
4	0.918	PM-VB-2	2.00
5	0.915	S-UG-12	2.00
6	0.918	CP-OX-1A	2.00
7	0.918	CP-OV-1	2.00

图 12-5 (o) 附表

曲线	校正因子	玻璃牌号	厚度(毫米)
1	0.918	BL-B-6	2.00
2	0.918	BL-B-7	2.00
		DS-BLAU-7	0.21
3	0.899	C-5572	2.00
		DS-KB-12	0.91
		DS-KB-9	1.17
		DS-KB-6	1.27
		DS-KB-3	3.81
4	0.919	PM-VB-7	2.00
		BL-B-3	0.48
		BL-B-2	0.66
		BL-B-1	2.56
		BL-B-8	4.97
5	0.919	PM-VB-6	2.00
		S-BG-12	11.8
6	0.920	S-BG-37	2.00
7	0.920	S-BG-25	2.00

(q)

图 12-5 (p) (q)

图 12-5 (p) 附表

曲线	校正因子	玻璃牌号	厚度(毫米)
1	0.925	C-5330	2.00
2	0.924	C-5030	2.00
3	0.908	C-5562	2.00
		C-5433	1.30
4	0.916	C-5543	2.00
5	0.918	C-5113	2.00

图 15-5 (q) 附表

曲线	校正因子	玻璃牌号	厚度(毫米)
1	0.895	C-5071	2.00
2	0.900	S-UG-10	2.00
		C-5070	0.36
		S-UG-3	0.38
3	0.910	DS-PINK-D	2.00
4	0.895	C-5073	2.00
5	0.918	CP-OV-2	2.00
6	0.910	C-2550	2.00
7	0.918	CP-OX-2	2.00

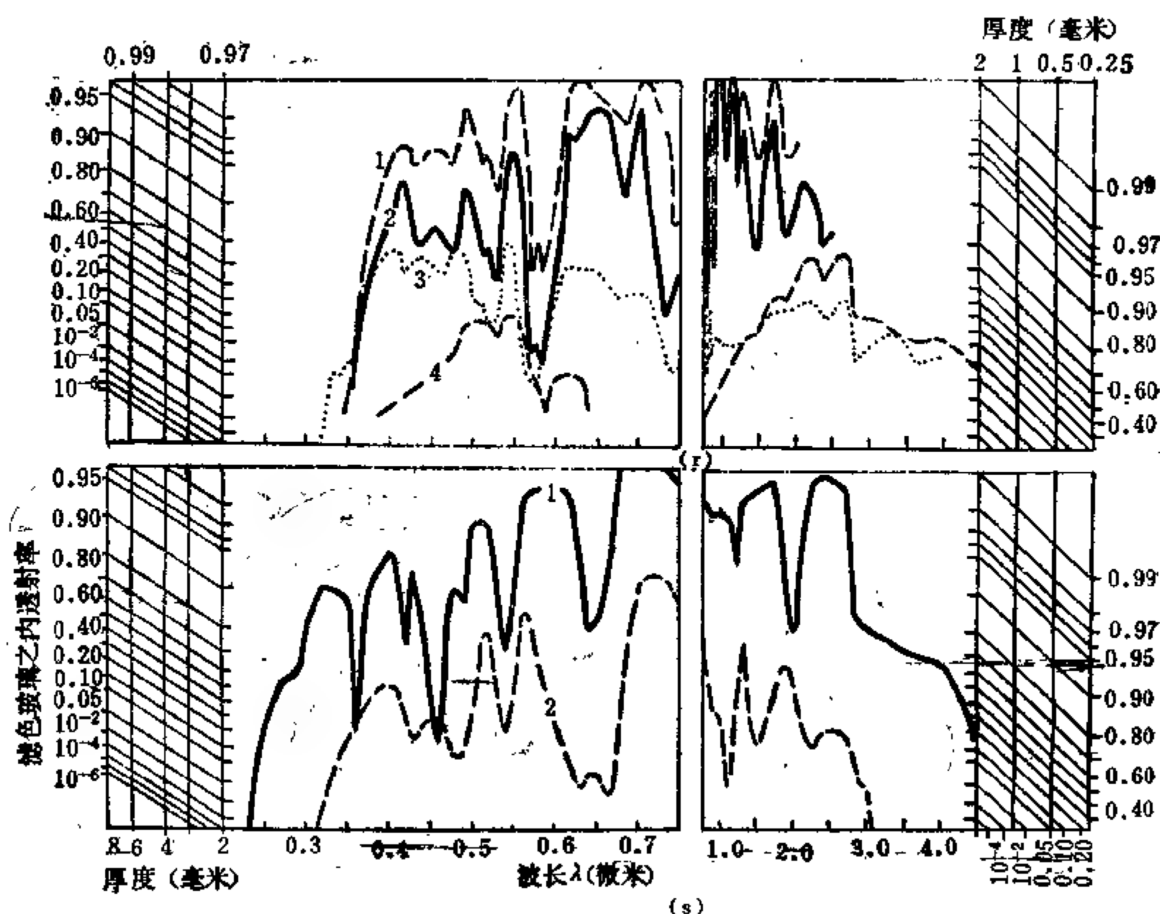


图 12-5 (r) (s)

图 12-5 (r) 附表

曲线	校正因子	玻璃牌号	厚度(毫米)
1	0.918	DS-OPHTASAN-324	2.00
2	0.915	CP-ON-12	2.00
3	0.911	PM-VB-9	2.00
4	0.918	C-5300	2.00

图 12-5 (s) 附表

曲线	校正因子	玻璃牌号	厚度(毫米)
1	0.917	C-3130	2.00
2	0.910	S-VG-13	2.00

图 12-5 (*a*) 至 (*s*) 表示出国外商品滤色玻璃之光谱透射率特性：
2 毫米厚滤色玻璃之内透射率以对数密度坐标表示。其他 0.25 至 8 毫米之间的厚度以辅助坐标读出。图中也列出互相等效的玻璃牌号和厚度并备注制造厂名。

AO——美国光学公司 (American Optical Co.)
BL——鲍许—隆勃公司 (Bausch and Lomb,Inc.)
C——康宁玻璃公司 (Corning Glass Works)
CP——钱斯-匹金顿光学公司 (Chance-pilkington Optical Works)
DS——德国镜玻璃公司 (Deutsche Spiegelglas AG)
J——耶拿 (Jena)
PM——派拉-曼托依斯公司 (Parra Mantois)
PPG——匹兹堡平板玻璃公司 (Pittsburgh plate Glass Co.)
S——耶拿肖特玻璃公司 (Jena Glaswerk, Schott and Gen)

曲线之所以采用光密度对数坐标绘制，可使许多曲线形状以同样表示，除了其垂直方向位移有所不同之外，均表示出同一图中的这些玻璃是等价的。而垂直位移之不同，正显示出着色剂浓度之深浅。于是，只要选择一条常用的好的曲线即能代表。透射率曲线相仿而厚度略有所不同之一类等效玻璃，则可查表选得。

究竟选择何种着色浓度的等效玻璃为最合适，应视实际需要而定。通常，非常厚的和非常薄的滤光片力求避免。

我国生产的颜色玻璃品种较多，采用胶体着色剂如硒化镉（CdSe）和硫化镉（CdS）以不同的比例掺入玻璃之中，可得到黄色（*JB*）、橙色（*CB*）、红色（*HB*）玻璃。除这类硒镉玻璃之外，其他均为离子着色玻璃。如氧化亚钴使玻璃呈现蓝色，氧化亚镍使玻璃变成紫色或棕色。表 12-2 列出国产颜色玻璃的代号、用途及常用牌号。光谱透射率曲线可参考有关光学仪器设计手册[83]，并可与本书所列外国牌号相对照。实际工作会遇到不少外国牌号的颜色玻璃，故亦罗致一些外国牌号颜色玻璃之光谱透射率曲线，以供备考。

表 12-2　国产颜色玻璃的代号、用途及常用牌号

名　　称	代　号	用　　途	牌　　号
透紫外玻璃	*ZWB*	紫外仪器；滤光片	ZWB 1，ZWB 2
透紫外白色玻璃	*BB*		BB 5，BB 6，BB 7，BB 8，
紫色玻璃	*ZB*		ZB 1，ZB 2，ZB 3
蓝色玻璃	*QB*	显微镜照明；滤光片	QB 2，QB 4，QB 21，QB22，
绿色玻璃	*LB*	测量与观察仪器的照明；滤光片	LB 6，
黄色玻璃	*JB*	摄影镜头；滤光片	JB 6，JB 4，JB 8
橙色玻璃	*CB*	摄影镜头，观察仪器；滤光片	CB 2，CB 4，CB 6
红色玻璃	*HB*	远距离摄影；滤光片	HB 9—HB 16
中色玻璃	*AB*	观察、瞄准仪器	AB 1，AB 2，AB 3，AB 5
透红外玻璃	*HWB*	夜视仪器	HWB 2，HWB 3，HWB 4
防护玻璃	*FB*	防护眼镜	FB 1，FB 2

（五）颜色玻璃滤光片的光学质量

虽然颜色玻璃块料的光学质量一般来说是好的，然而，在有一些玻璃中也可能产生条纹和气泡，制作滤光片时应该检查条纹、气泡。选择无条纹、无气泡之优质材料制作滤光片。

当滤光片的温度变化时，玻璃滤光片之透射率曲线亦随之移动（图 12-6）。尤以含硒和含硫玻璃中此种影响为最大。举例来说，一块黄色的硫化镉玻璃浸没入液态空气中，会发热且变成红色。对一块典型的短波截止滤光片来说，其温度系数在 0.2至 4埃/度之间变化。

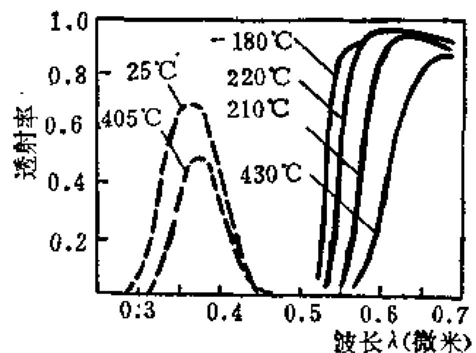


图 12-6　温度对两种颜色玻璃光谱透射率曲线之影响
虚线：紫色玻璃
实线：硒桔黄色玻璃

颜色玻璃对环境的稳定性亦需考虑。某些颜色玻璃，如以磷酸盐为基质的玻璃，在高温或高湿度的环

境中暴露时间一长，即会失去光泽。为防止起见，可用二块稳定的玻璃将其胶合在中间保护之，或镀上石英及其他金属氧化物膜层。镀这种保护膜层尚不称难，可以充分不透水地实现保护，甚至对极易受大气潮解的光学材料亦可保护之。

此外，某些玻璃滤光片在紫外光谱区域和可见光谱区域会呈现荧光现象。如果此种荧光现象会造致麻烦，或一时又找不到一种不发生荧光现象的类似玻璃，则可采用一块辅助滤光片，借以除去激励它之辐射或荧光本身，致使荧光现象减轻或泯灭。

最后，尚须说明的是，大多数其他颜色玻璃遭核辐射之后会退色。至于其退色的量，取决于基质玻璃。如何配制合适的基质玻璃，也是人们感兴趣的研究课题。

三、其他固态、液态吸收滤光片（器）

（一）固体无机材料制成的滤光片

大多数玻璃、晶体、半导体和烧结材料，均可考虑作为制备滤光片的原始光学材料。它们具有良好的透射特性。从滤光片设计观点来说，对它们也很感兴趣。当人们设计紫外和红外光谱区域内之截止滤光片时，尤为如此。亚硫酸镍六水化合物是一种专门为滤光片研制的晶体。它是从亚硫酸镍的过饱和水溶液中生长出来的晶体。（图 12-12 中曲线 4）。在中紫外区域具有一个宽透射带（图 12-13），常用它来抑制近紫外和可见辐射。所制作之晶体体积也是足够大的，圆片直径可超过 5 厘米。令人遗憾的是此种晶体具有吸水性，故必须采用密封在其他滤光元件之间的形式，加以切实保护。

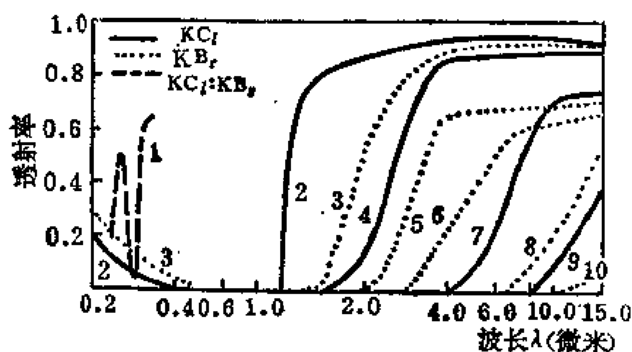


图 12-7 掺杂和着色中心浓度对碱卤化合物晶体透射率的影响

曲线 1： 2 毫米厚掺 0.05%铅的 KCl:KBr 晶体

曲线 2 和 3： 10 毫米厚的 KCl 和 KBr 晶体，每立方厘米含有 $5\cdot10^{17}$ 着色中心。

曲线 4 至 10， 随着着色中心浓度增加的*KCl*和*KBr*晶体。

实验已观察到，许多晶体材料中掺入杂质之后，会产生光谱透射率特性的改变[7]。如具有足够高 F 和 x—中心浓度的碱卤化合物晶体，在可见光谱区域会变得不透明，恰好与紫外和红外透明区域相连接。（图 12-7）。然而，人们正利用该性质来设计为数不多的某些滤光片。

（二）粉末滤光器

利用粉末光谱分析方法制备滤光器。它是将吸收材料的粉末状微粒，悬浮在一种不与之反应的介质之中。该介质必须是透明的，并且不影响吸收光谱。通常悬浮在一个石腊薄片上，或某些粉末状透明碱卤化合物之中，然后放置在两个透明薄片之间或压入片状器件中。有人[8] 建议用聚乙烯作为一种基质材料。聚乙烯在大于 14 微米波长上没有吸收带，且容易压成均匀薄片。由于嵌入合适的剩余辐射材料，能构成一个短波截止滤光器，用于红外光谱区域。因为这样的滤光器以透射率工作，使用起来要比剩余辐射滤光片来得更为方便。

粉末滤光器滤光的主要机理是吸收，当然散射也起一部分作用。对某些材料来说，截止波长发生在比晶格振动相应的波长明显地短的波长上。此种截止波长对粉末大小是不很灵敏

的。具有最陡吸收带的剩余辐射材料，适合于作波形最尖锐的截止滤光器之用。对通带和抑制带之间最锐的透射来说，为实现所要求的抑制，辐射应通过组成材料的最小厚度，并且须使粉末大小比截止波长小。

具体制备夹在聚乙烯薄膜之间的粉末均匀悬浮液的几种方法，可参考有关文献[9-10]。这些悬浮液中的反射粉末含量在10%至40%之间变化，粉末之微粒大小在5至10微米的数量级，厚度在0.25和1.0毫米之间。较薄的塑料薄膜是不能制作的，乃是它们太脆的缘故。

各种反射粉末在聚乙烯间悬浮液中之光谱透射率测量曲线示于图12-8(*a*)至(*c*)。若膜面精确地平行，则将在长波透射区域出现干涉条纹。至于反射峰的短波侧，通常首先使透射率升高，仅仅由聚乙烯的吸收和悬浮液的散射才使它再次减少。在同样的膜内组合几种吸收带互相连续的粉末，可使抑制区域得以拓宽。一块薄的石英片、赛璐珞上的樟脑薄层、各种不同厚度的黑纸、还有黑色聚乙烯即含有碳黑悬浮颗粒的聚乙烯均可同时起辅助的滤光作用。几种截止型粉末滤光器的光谱透射率曲线示于图12-8(*d*)。当温度降低时，滤光器在通带区域的透射率随之增加，同时截止边亦随之变陡，曲线向短波方向有某些移动[11]。这与大块反射晶体的性质是一致的。根据同样原理可制得窄带抑制滤光器[12]。

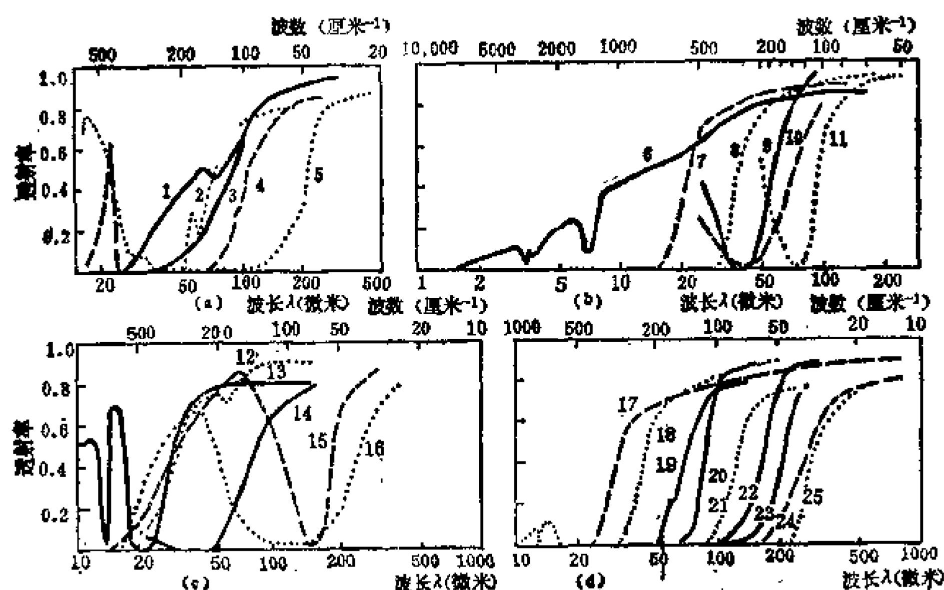


图12-8　粉末滤光器

(*a*)至(*c*)为聚乙烯间剩余辐射材料悬浮液：

曲线1，Cu_2O；曲线2，U_3O_8曲线3，WO_3；曲线4，$Cr_2O_3+Al_2O_3$；曲线5，PbF_2；曲线6，黑色聚苯乙烯；曲线7，LiF；曲线8，BaF_2；曲线9，RbCl；曲线10，KBr；曲线11，TlI；曲线12，BeO；曲线13，ZnO；曲线14，NaF；曲线15，TlI；曲线16，TlCl；

(*d*)由上述几种粉末组合而成的短波截止滤光器：

曲线17，BeO+ZnO；曲线18，*LiF*；曲线19，$U_3O_8+Cu_2O$；曲线20，CuO_2+WO_3；曲线21，$LiF+BaF_2+KBr$；曲线22，$Cr_2O_3+Al_2O_3+PbF_2$；曲线23，$TlI+TlCl+WO_3+Cu_2O$；曲线24，TlCl+TlI+NaF；曲线25，$LiF+BaF_2+KBr+TlI$。

（三）固态有机染料滤光器

为数众多的有机染料具有光谱吸收特性，亦能充作滤光器设计之用[13]。有机染料能用于固体和液体滤光器两种情况。虽然这样的滤光器的稳定性总要比玻璃吸收滤光片来得差，可是它的光谱曲线也是比较清晰的。

最常用的固态有机染料滤光器是明胶滤光片。试将各色染料混合于明胶溶液之中，然后将此混合液倒在玻璃片表面，并使之干燥，逐渐生成一个0.1毫米左右厚的均匀膜层。自玻璃片上剥离后，明胶膜上涂保护漆或者将明胶膜胶合在两块玻璃之间，以便保护。即使如此，滤光片也十分脆。倘若它被加热超过50°至55℃或浸没于水中，则将被破坏。由于它们的透射率可以因光的曝光而改变，故应保管在暗的、干燥的地方。明胶滤光片的优点是成本相当便宜，涂有保护漆的明胶滤光片能够切割成任何形状，同时还可以弯曲成形，使用方便。它们在照相、照明及有关领域中得到不同的应用。在科学研究方面也有一些应用，借以达到截止和分离光谱线的目的。

一些典型的明胶滤光片的光谱透射率曲线示于图12-9 (*a*)至(*i*)。图中使用的是光密度对数坐标。对一块、二块、三块、四块一组的明胶滤光片来说，其内透射率可直接读出，而欲得到总透射率，则须将内透射率乘以0.91因子。

用于亮度平衡、色彩补偿、光度测量的几种明胶滤光片彼此是不一样的，主要差别是在颜色的浓度方面。亦即同一个系列的滤光片只要给出一条透射率曲线，而其他的可对纵坐标垂直位移。使用图12-9 (*a*) 至 (*i*) 透射率曲线时，应当慎重考虑。许多滤光片在其起作用的光谱区域外侧呈现出相当大的透射率。更进一步地说，如果使用涂保护漆的明胶滤光片，

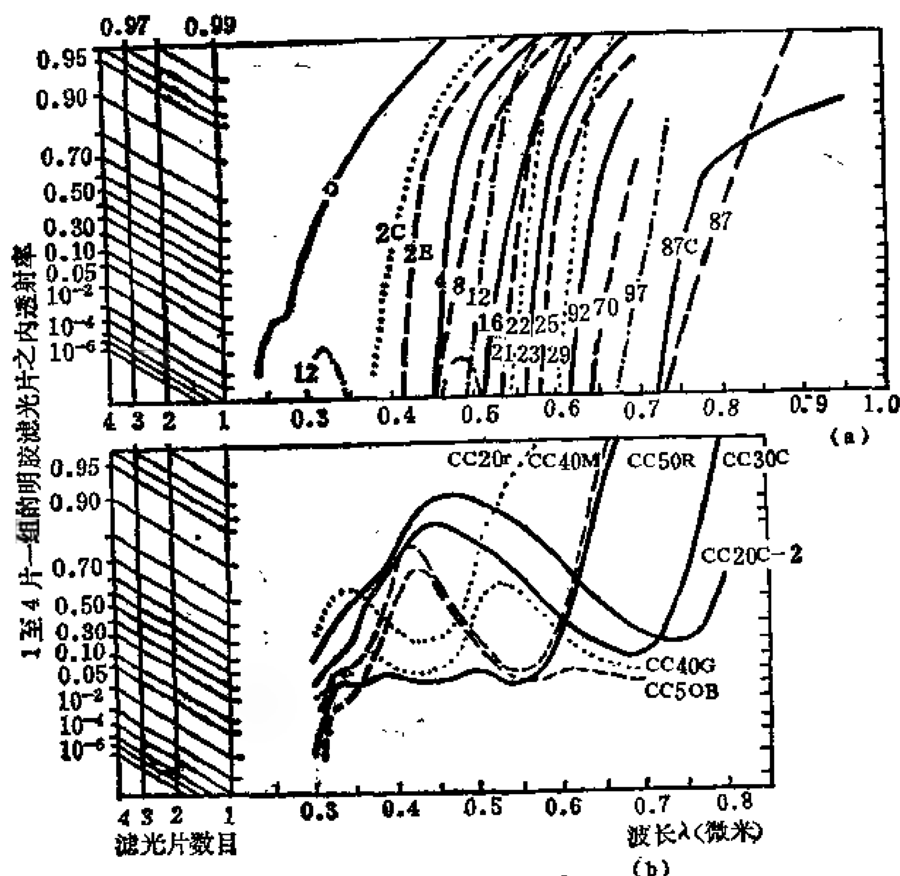


图12-9　(*a*)　(*b*)

图 12-9　(a) 附表——短波截止滤光片

滤　光　片	等效滤光片 滤　光　片	等效滤光片 明胶膜之单位厚度
2C	2B	0.65
2E	2A	2.09
4	3	2.25
16	15	3.63
25	26	0.72
	24	2.02
87	88A	0.06

图12-9　(b) 附表——色彩补偿滤光片

等效滤光片厚度，明胶膜之单位厚度

CC50B		CC30C		CC20C2-2		CC40G	
CC40B	1.25	38A	0.09	CC50C-2	0.46	CC50G	0.81
CC30B	1.66	38	0.23	CC40C-2	0.57	CC30G	1.30
CC20B	2.35	CC50C	0.65	CC30C-2	0.72	CC20G	1.90
CC10B	4.46	CC40C	0.78	CC10C-2	1.70	CC10G	3.64
CC05B	8.01	CC20C	1.35	CC05C-2	2.36	CC05G	6.30
		CC10C	2.51	CC025C-2	3.00		
		CC05C	4.28				
		CC025C	6.55				

CC40M		CC50R		CC20Y	
CC50M	0.81	CC40R	1.25	CC50Y	0.47
CC30M	1.32	CC30R	1.68	CC40Y	0.57
CC20M	1.87	CC20R	2.7[illegible]	CC30Y	0.71
CC10M	3.22	CC10R	4.63	CC10Y	1.78
CC05M	5.55	CC05R	7.38	CC05Y	2.50
CC025M	7.80	CC025R	9.50	CC025Y	3.04

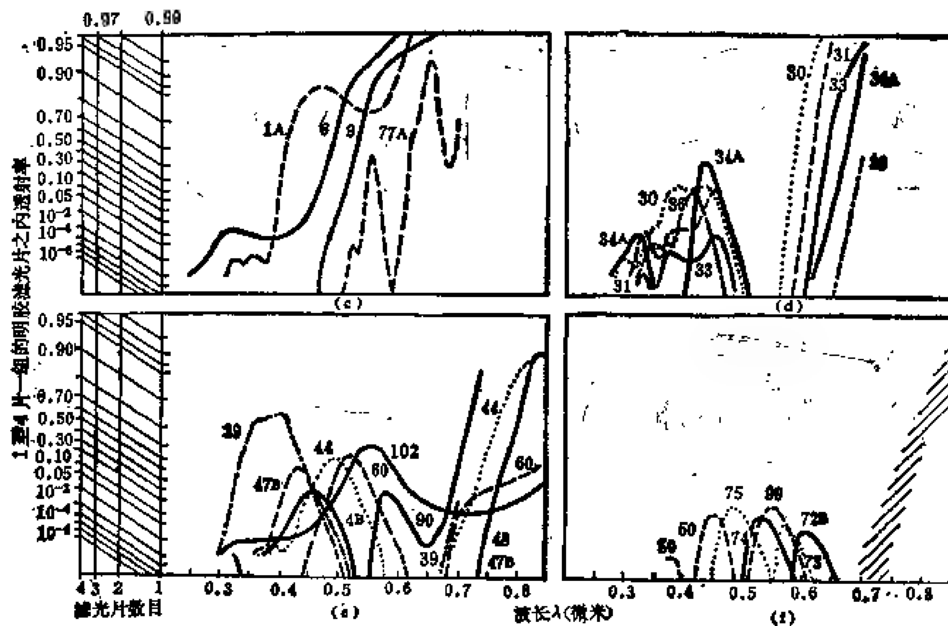


图 12-9　(c)　(d)　(e)　(f)

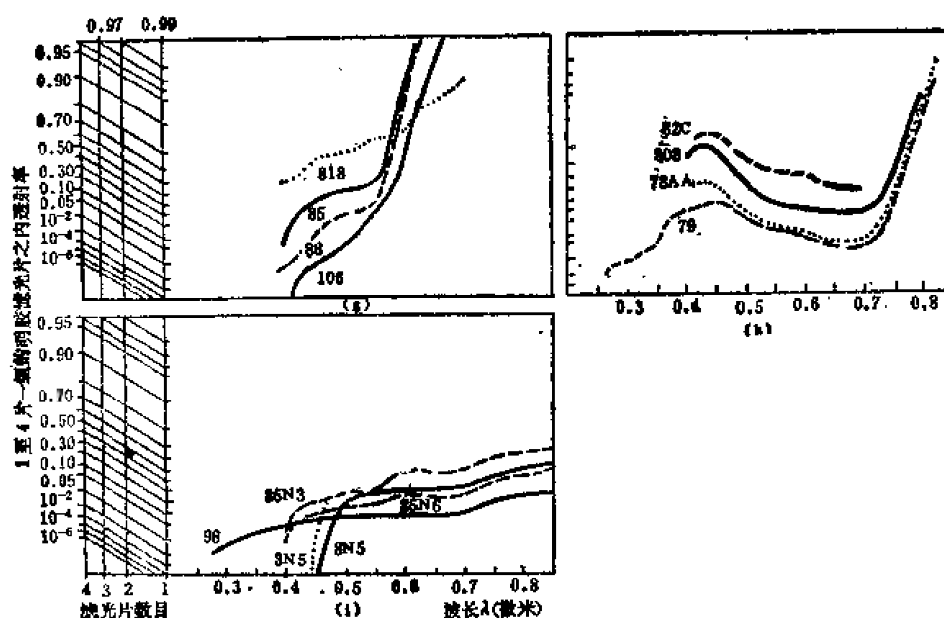


图 12-9 (g) (h) (i)

图 12-9 (g)—(i) 附表——光度和亮度平衡滤光片

滤光片	等效滤光片	明胶膜之单位厚度	滤光片	等效滤光片	明胶膜之单位厚度
81 B	81 EF	0.46	78AA	78	0.84
	81 D	0.57		78 A	1.82
	81 C	0.73		78 B	2.95
	81 A	1.61		78 C	7.02
	81	3.50	80 B	80 A	0.89
85	85 B	0.68		80 C	1.42
	85 C	1.58		80 D	2.38
86	86 A	2.20	82 C	82 B	1.32
	86 B	3.61		82 A	1.94
	86 C	10.20		82	3.50

图12-9　某些明胶滤光片之光谱透射率特性，内透射率以光密度对数坐标表示。相同滤光片两片一组，三片、四片一组之透射率借助于辅助坐标读出。为将内透射率换算为总透射率，每一个滤光片须乘以0.91因子。等效滤光片与图中透射率相匹配之厚度列于表中。

透射率曲线在高透区域内受到干涉条纹的修正、调制。这种干涉条纹是由于光在两个滤光片—空气边界面上反射干涉所致。用明胶制成的窄透射带滤光片的光谱透射率曲线示于图 12-15。

供作固体有机染料滤光片的其他一些基质材料尚有脲醛树脂塑料、赛珞玢、醋酸赛璐珞、对苯二甲酸乙烯、异丁烯酸甲酯、尼龙、聚苯乙烯、聚四氟乙烯和聚乙烯乙醇。这些材料中某一些材料的薄膜，能供作短波截止滤光片之用，即供用于紫外区域。辅助性的截止滤光片可由附加有机染料而得（图 12-10），甚至许多染色塑料亦可起辅助滤光作用。

聚乙烯乙醇的薄染色膜的光谱透射率与某些明胶滤光片相似，它能做成宽 137 厘米长 100 米的大小。利用它能制造出具有高亮度、而在某些激光波长处又具有很高光学密度的薄染

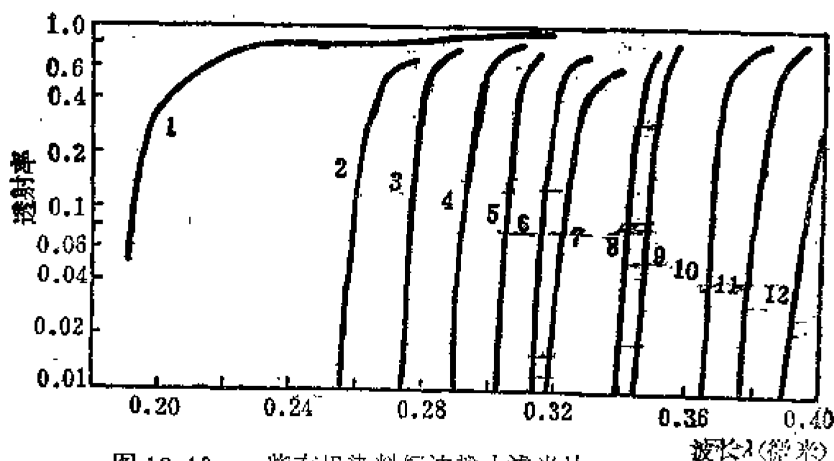


图 12-10　一些有机染料短波截止滤光片

曲线1，Owens-Illinois（欧文斯—伊利诺斯）650型玻璃树脂（1毫米）；曲线2，聚乙烯醇硫脲；曲线3，聚苯乙烯；曲线4，三醋酸纤维素；曲线5，聚乙烯苯二甲酸氢钾；曲线6，次乙炔基对钛酸盐；曲线7，聚乙烯二氨基四甲基吡啶；曲线8，异丁烯酸甲酯；曲线9，苯二甲酸氢钾和聚乙烯2.7—二甲基—3.6氮基环庚烷—1.6过氧酸二烯；曲线10，聚苯乙烯1.1二苯基丁二烯；曲线11，聚苯乙烯2苯并三唑；曲线12，聚苯乙烯2.2—二羟基—4—甲氧基二苯甲酮。

色膜，从而进一步又可制作保护板和屏蔽板。一种新型硅，Owens-Illinois（欧文斯—伊利诺斯）650型玻璃树脂（图12-10曲线1）是供0.2和0.3微米区域用的一种层质材料；其厚度也和玻璃滤光片一样可以进行调整，且不受暴露在真空、或紫外和γ辐射的影响[14]。倘若将它们应用到大多数染料上，这些研究则是特别有用的。

（四）液体和气体滤光器

以往曾在大量的液体和气体中，研究过制备滤光器的可能性，发现只有少数液体和气体适合于制备滤光器。而大多数液体和气体不十分满足经时稳定性，容易受所滤之辐射而分解。它的吸收特性对温度和溶入的氧量极其灵敏。某些溶液呈现出一种显著的荧光现象。还有一些其他溶液会变成不透明的、浑浊的、并且有一些物质沉淀析出。当然，有这些缺点的液体和气体就不适宜制作滤光器。

当实验工作中需要面积大的，成本便宜的、对角度不灵敏的滤光器时，就要采用液体和气体滤光器。将此种滤光器连续起来用于紫外光谱区域的分离和截止，获得较好的效果。滤光器所用的材料和光谱曲线，如图12-11至图12-13所示。

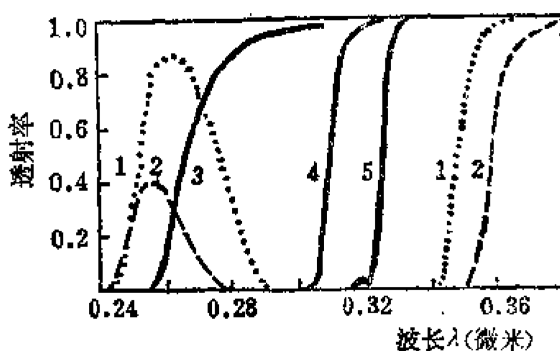


图 12-11　液体滤光器之光谱透射率

曲线1：20毫克重的碘放于100毫升的水溶液，器件1厘米厚；曲线2：4.24毫克重的1.4二苯基丁乙烯放于100毫升的乙醚液中，器件1厘米厚；曲线3：四氯化碳，器件0.5厘米厚；曲线4：5.0克重的钛酸钾放于1升的水溶液，器件1厘米厚。

此外，大气窗口材料组合可用于真空紫外光谱区域[15]，利用液体材料试制窄带通滤光器。

（五）吸收材料制成的窄透射带滤光片

由合适的吸收材料制成的干涉滤光片，要比全由吸收滤光片组合而成的窄带滤光片优越。即其峰值透射率通常比较高，能够设计在一个宽光谱区域内的任何波长。可制备出更窄

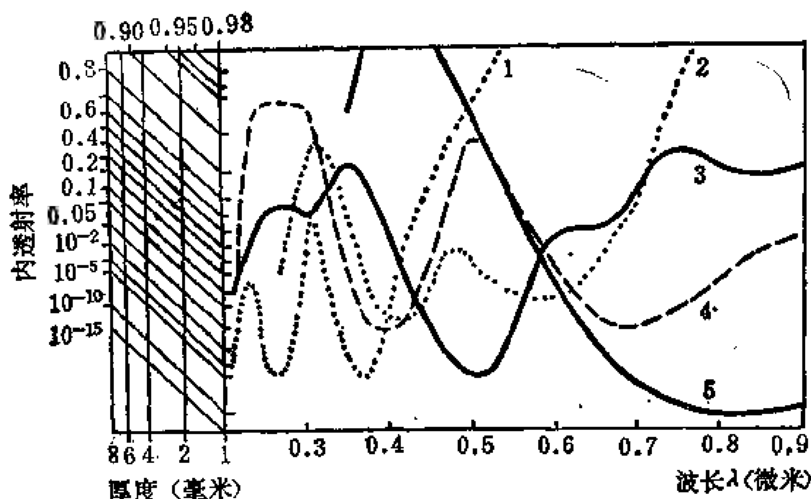


图 12-12 无机材料水溶液的光谱透射曲线，曲线也用密度对数坐标绘制。利用辅助坐标可以直接读出厚度为 1 厘米至 8 厘米滤光器之透射率。
曲线 1，铬酸钾 1 克分子/升；曲线 2，硫酸铬钾 0.1 克分子/升；曲线 3，硫酸钴 1 克分子/升，曲线 4，亚硫酸镍 1 克分子/升；曲线 5，硫酸铜 1 克分子/升。

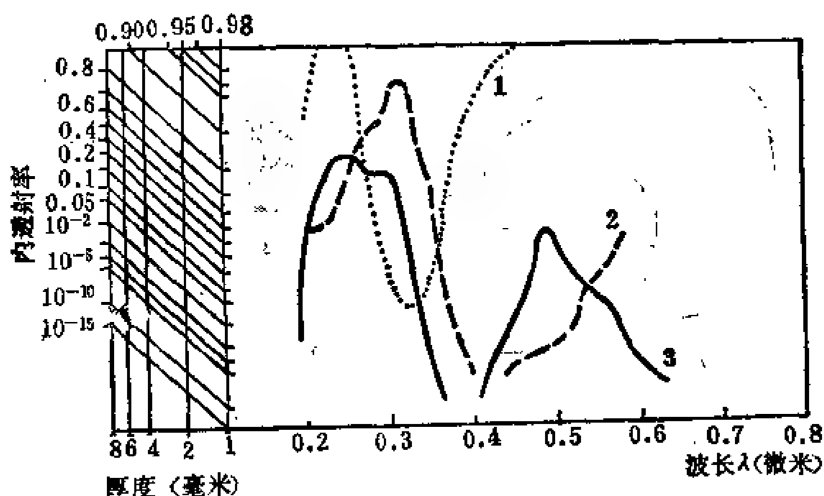
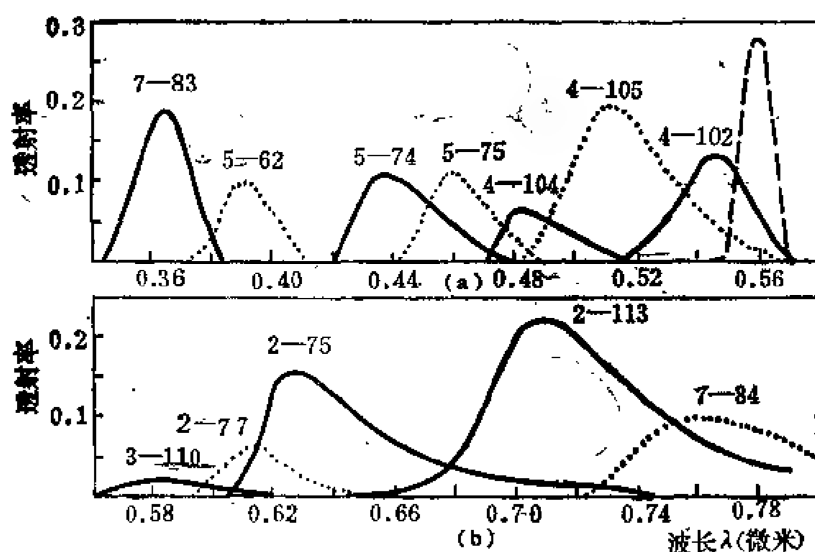


图 12-13 氯（曲线 1）和溴（曲线 2）在一个大气压之下之光谱内透射率，以及六水硫酸镍晶体之光谱透射率，（曲线 3）。

的滤光片，而其透射带的形状和半宽度能够始终随意变化。虽然如此，窄带通吸收型滤光片仍在继续使用。因为它们在正常情况下要比干涉滤光片便宜，况且对许多目的来说，性能也完全满意。

图 12-14 表示一套颜色玻璃滤光片的透射率曲线。其透射带在 0.3 至 0.8 微米光谱区域之内。每一个滤光片由两个或更多个元件组成。在实际设计中，使用较多的组件和仔细选择有用的颜色玻璃（图 12-5（*a*）至（*s*））也就能设计出透射率峰值明显比较高的、半宽度比较窄的滤光片。曲线如图 12-14 所示。同样，利用明胶亦可制备一套窄透射带的明胶滤光片，曲线在图 12-15 中绘出。

还有将几种不同类型吸收滤光片（器）如液体的、玻璃的、晶体的、明胶膜片的加以组合，常用的有紫外光谱区域一套吸收型组合滤光片（器），曲线绘制于图 12-16。用 $NiSO_4$



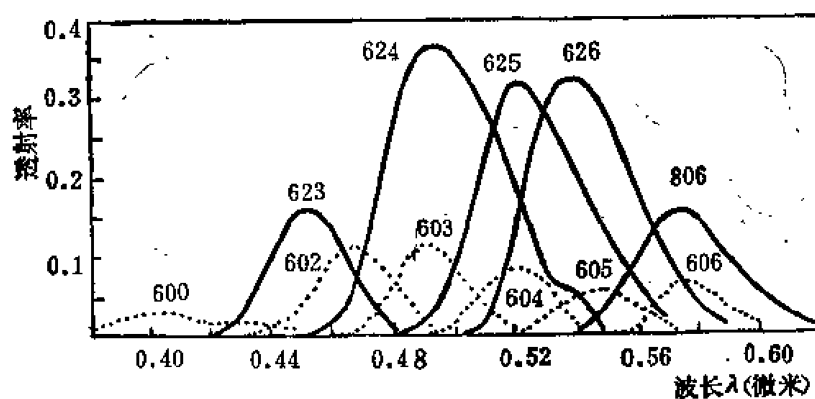


图 12-14　(a)和(b)窄透射带玻璃滤光片。这些滤光片在 1.0 至 4.0 微米区域内再次透明。

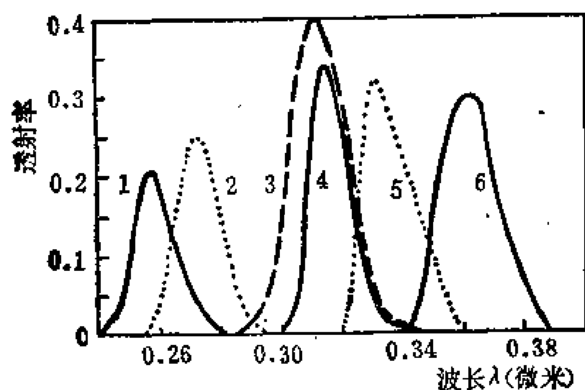


图 12-15　具有窄透射带之明胶滤光片

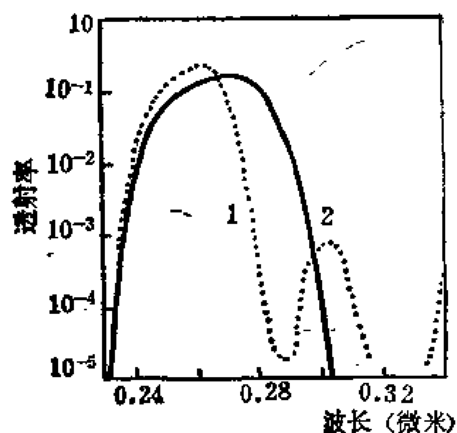


图12-16　供紫外光谱区域用之窄带滤光片。滤光片是由玻璃滤光片与几种有机、无机液体溶液组合而成。

图12-17　窄透射带紫外滤光片，由$NiSO_4(H_2O)_6$晶体、玻璃滤光片、聚乙烯醇 X-阳离子膜和掺铅 KCl:KBr 晶体组成。

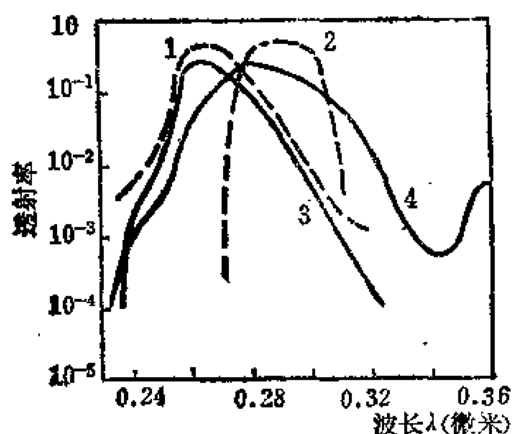


图 12-16　窄透射带紫外滤光片，由玻璃滤光片和有机化合物溶液、固态玻璃树脂组成。滤光片在0.3微米之前透明。

$(H_2O)_6$晶体、聚乙烯醇×－阳离子膜和掺铅KCl:KBr晶体设计出用于0.26至0.27微米的滤光片（图12-17）。有人[16]则使用有机溶液和玻璃来设计用于0.27至0.29微米的滤光片。后来还发现将同样染料用于玻璃树脂中去，以形成一种固态有机材料滤光片，亦具有类似的光谱特性（图 12-18）。

四、薄膜吸收滤光片

（一）薄膜吸收滤光片

吸收性薄膜滤光片的主要滤光过程是吸收，尽管膜层中间同时存在着干涉现象，仍然可以用吸收机理圆满解释透射特性。此种吸收薄膜能够用不同的工艺方法制造出来，膜层可以镀在基底上或者不需要支撑基底而独立存在。

有些金属膜具有窄的低吸收区域（图 12-19 中的曲线 1 和 2），有些金属膜在0.2 微米以下大量地透射，则是众所周知的。碱金属Cs, Rb, K, Na 和 Li 分别在比 0.44, 0.36, 0.315, 0.210, 0.205 微米短的波长处是透明的。然而，遗憾的是，碱金属化学性质很活泼，暴露于空气易致腐蚀，必须将其密封于石英之间。

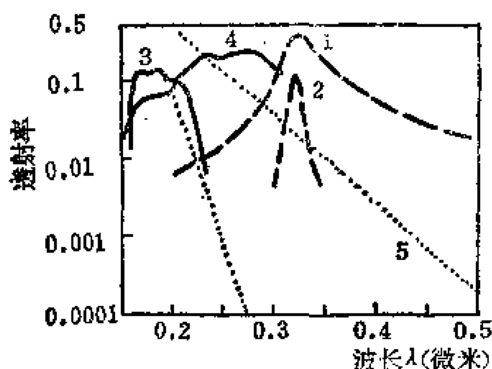


图 12-19　各种金属膜之透射率。曲线 1 和 2，0.022 和 0.055 微米厚的银膜；曲线 3 和 4，0.12和0.45微米厚的钠膜和钾膜；曲线5和 6 0.5微米厚 25%钠、75%钾合金膜，均镀于石英基片。

在远紫外区域，能制备成薄膜形式的金属的测量透射率和要求透射率特性已总括在图12-20 中。其中有一些材料的测量光谱透射率曲线示于图 12-21 和图 12-22。随着膜层的厚度增加，能得到较高的反射率，这是以牺牲峰值透射率为代价的，反之亦然。

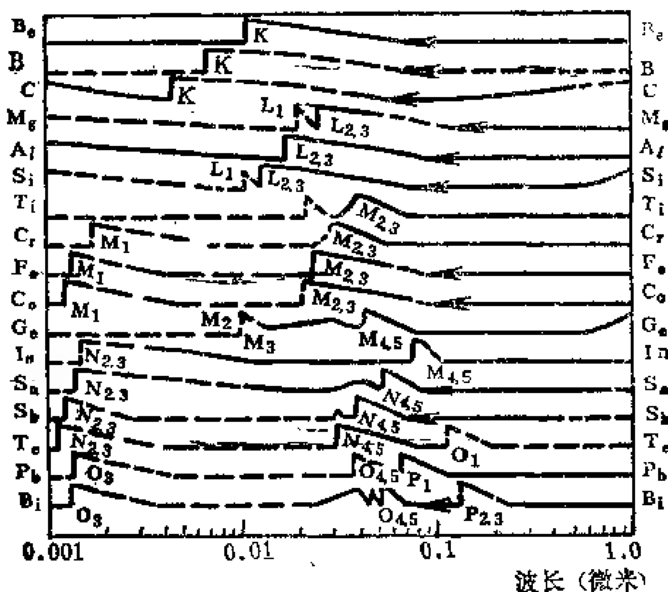


图 12-20　一些能制成薄膜形式的金属膜之透射率特性。X 射线辐射边限以阶梯线表示。箭头表示计算而得的临界波长，虚线部分表示没有实验数据可资利用。

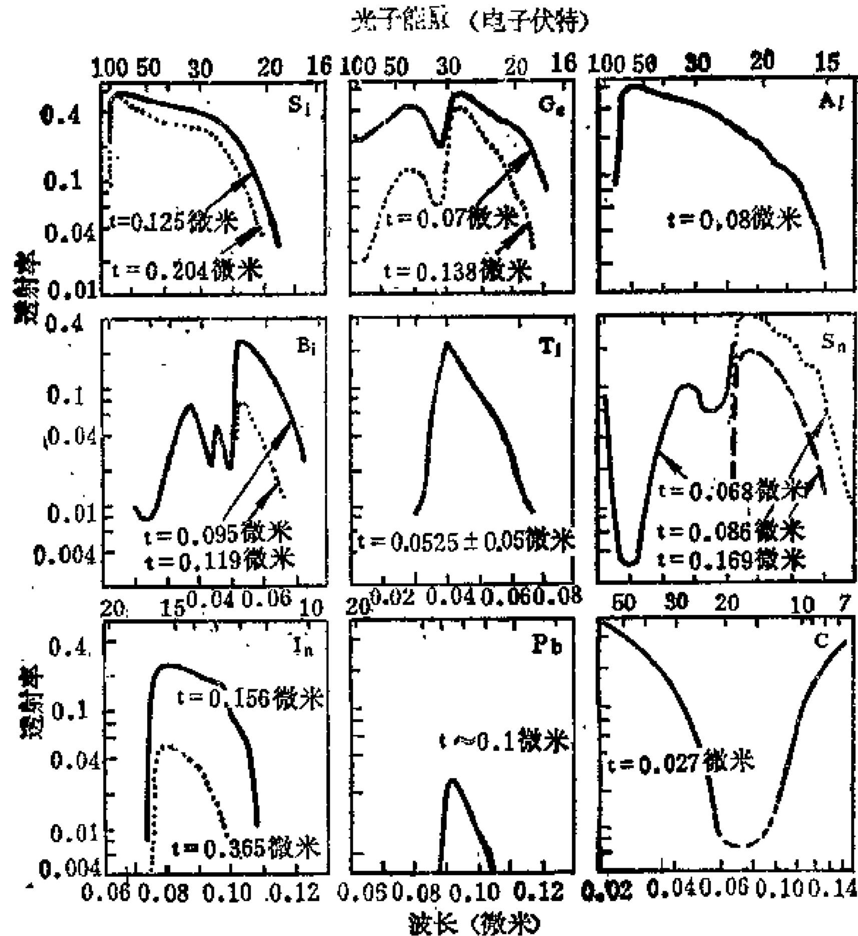


图 12-21　一些无基底自身支撑的金属膜之远紫外透射率实测曲线。膜厚在图中指明。

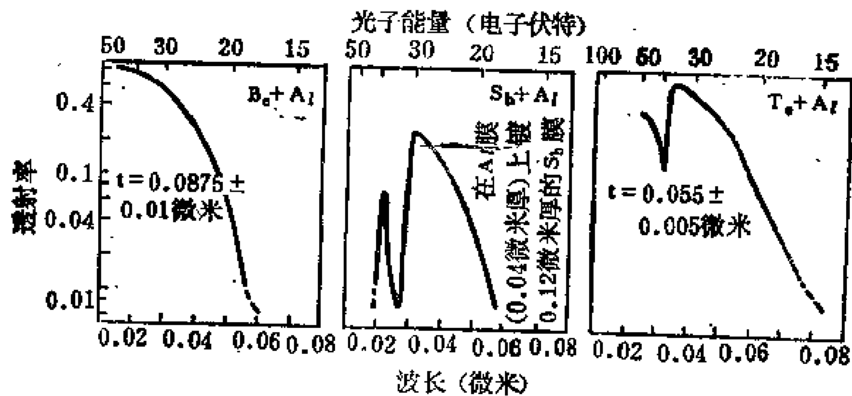


图 12-22　镀在薄铝膜上的一些金属膜之远紫外透射率实测曲线

电介质和半导体薄膜亦可制备吸收型薄膜滤光片。由于使用于多层干涉膜中之所有材料，均具有短波和长波吸收边，人们就利用这些吸收特性来耦合滤光片。往蒸发材料或有机膜溶液中掺入少量吸收材料，可以借此对吸收边进行调整。具体材料的掺杂混合情况和光谱曲线移动情况列于图 12-25。含有紫外吸收材料制备的减反射膜，还可以用于艺术品的保护。图 12-23b 所示，由化学镀膜方法在氯化银基底上镀硫化银，可作为短波截止滤光片。该滤光片须加一层聚苯乙烯薄膜加以保护。倘若不加保护膜，就经不起暴露于紫外辐射，也

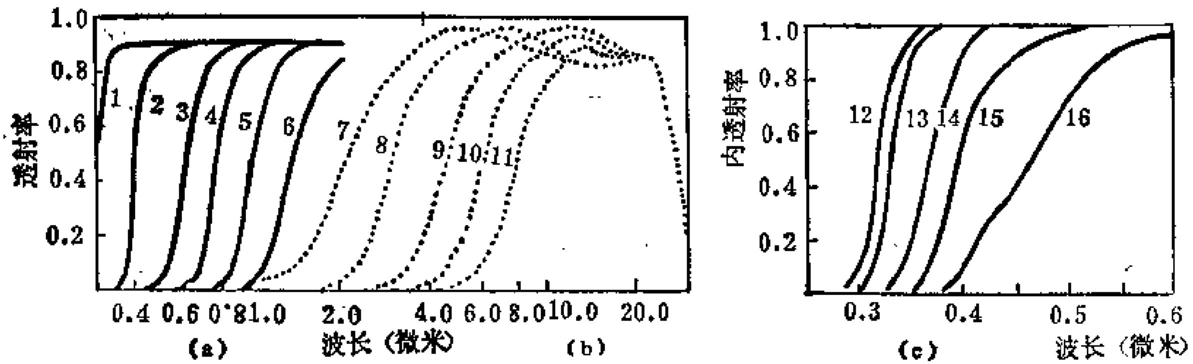


图 12-23　由各种不同方法制备而成的吸收膜之光谱透射率 (*a*) 为厚蒸发膜之透射率极大值包络线。曲线 1 为玻璃基底；曲线 2为 ZnS 膜；曲线3 至 5 为ZnS 和 Ge 的各比种例混合物膜，均镀于玻璃基底；曲线 6 为*Ge* 膜；(*b*) 为由化学方法在氯化银基底上镀硫化银膜之光谱透射率曲线，曲线7 至11；(*c*) 从有机溶液中制备的二氧化钛和重金属氧化物混合物薄膜之内透射率曲线。曲线12为$TiO_2+1.5SiO_2$；曲线 13为 TiO_2；曲线 14为 $TiO_2+0.5\,PbO$；曲线 15为$TiO_2+0.15Fe_2O_3$；曲线16 为$TiO_2+5.7UO_3$。

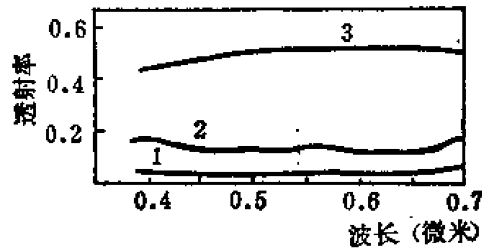


图 12-24　一个镀于玻璃上之铬合金薄膜的光谱特性。曲线 1 为透射率曲线；曲线2 和 3 分别为从玻璃和空气侧反射之反射率曲线。

经不起超过摄氏 110 度的温度。然而，加聚苯乙烯保护膜之后，透射率随之减少，且会出现锐的吸收带。

镀有吸收性膜的玻璃在建筑上用于图象显现和热控制，有的可以作亮度控制，如图 12-24 所示。

（二）中性密度滤光片

中性密度滤光片用于减少入射光的强度，并且均匀地通过光谱的一个宽广区域。理论上来说，对每个波长减少的强度是一样的。大多数的玻璃对于制造密度为 5.0 的中性密度滤光片是合适的（图 12-5(*g*)和(*h*)）。明胶滤光片（图 12-9(*i*)）可供作玻璃滤光片的一个代用品。

蒸镀的金属膜如铝膜、铬膜、钯膜、铂膜、钨膜以及有些金属的合金，诸如克罗麦尔（Chromel，铬镍合金）和因科耐（Inconel，铬镍铁合金）早已用来制造密度为 6.0 的滤光片。这种早被采用蒸镀金属膜制成的中性滤光片，它的缺点之一是镜面反射高。近年来，因科耐(Inconel，铬镍铁合金）已普遍地用作高精度的中性密度滤光片。然而，历史悠久的

铬膜尚不失其使用价值。当人们需要牢固的、无须加镀保护膜层的中性密度滤光片时，铬膜仍然受欢迎（图 12-25）。滤光片的作用范围和中性程度亦依赖于基底材料。两组镀在玻璃和石英基底上的中性密度滤光片的光谱透射率曲线，示于图 12-26(a)和(b)。

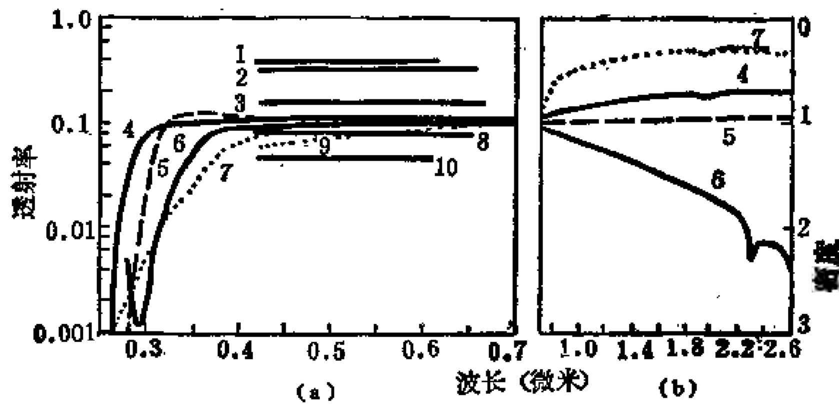


图 12-25　(a) 和 (b) 为各种中性密度片材料之光谱透射率。

曲线 1，玻璃上之钨膜；曲线 2 和 3，一种照相乳胶的漫射和镜面透射率；曲线4，明胶中M型碳悬浮体；曲线 5，玻璃上之因科耐(Inconel，铬镍铁合金)膜；曲线 6，照相银膜密度曲线；曲线7，渥拉顿(Wratterl) 96密度滤光片；曲线 8，铬膜；曲线 9 和 10，玻璃上之克罗麦尔（chromel，铬镍合金）A膜，分别在10^{-3}毫米汞柱和10^{-4}毫米汞柱真空度之下蒸镀。

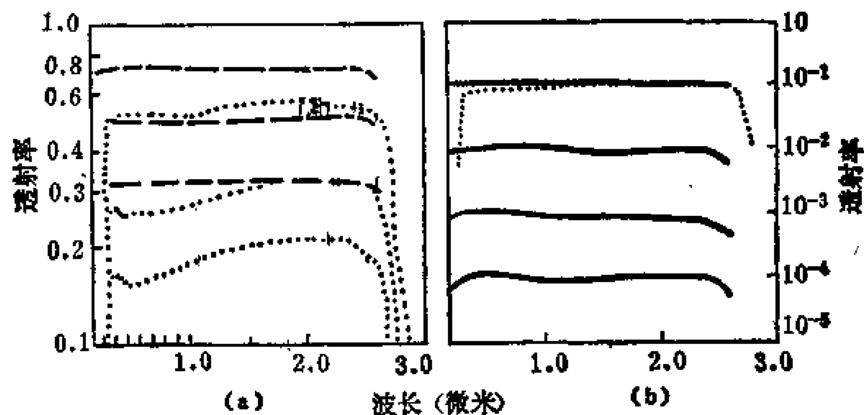


图 12-26 (a) 和 (b) 为中性密度衰减片。点线为玻璃基底上镀因科耐（Inconel）铬镍铁合金膜，实线和虚线为镀在石英基底上之因科耐（Inconel）膜。

第二节　光学干涉薄膜

一、概述

令一束电磁辐射入射到一个由几种不同材料组成的分层结构中，则会在其间发生多次反射。各层边界面之间的距离应该足够地小，以致使反射波彼此相干，并产生干涉。人们利用此种效应来设计干涉薄膜和干涉滤光片。

计算光学薄膜的主要方法有矢量法、递推法和矩阵法，这三种方法各有所长。矢量法形象直观、计算简便、但精度较低，层数增多时误差较大。一般适用于层数较少的减反射膜。递推法则是从求菲涅耳系数出发计算反射率，其物理概念清晰，计算结果精确。但由于它是

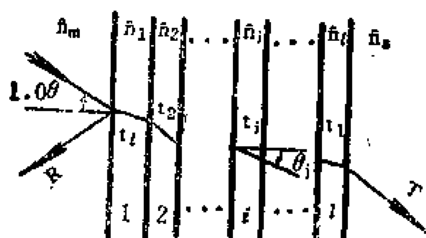


图 12-27 一个多层膜之设计参数

一层一层递推的，计算过程十分繁琐，现已不多用，只在有些特殊情况中使用，如求两种折射率不同材料组成等效膜的计算。目前最广泛使用的方法是矩阵法[17]。它的理论基础是电磁场的麦克斯韦方程式[18]。将各层膜的边界条件从麦克斯韦方程式推导出矩阵表式，避免了递推法中计算各个界面菲涅耳系数之繁，省略了许多没有用的中间结果，直接用矩阵相乘形式求出反射率。适用于多层介质膜和金属膜。故本节主要介绍矩阵法。

试考虑一个如图 12-27 所示的由 l 层膜构成的膜系。其设计参数不仅包括膜层的折射率 n_j 和厚度 t_j，基底的折射率 n_s 和入射媒质的折射率 n_m，而且还有入射角 θ 和波长 λ 以及入射辐射的偏振情况（s 偏振或 p 偏振）。这些量乃是计算一个多层膜系的透射率和反射率之客观变量。膜层边界条件的矩阵公式由麦克斯韦方程式推导而得。

令第 j 层膜用 2×2 矩阵表之：

$$M_j=\begin{bmatrix}\cos\delta_j & \frac{i}{U_j}\sin\delta_j\\ iU_j\sin\delta_j & \cos\delta_j\end{bmatrix} \tag{12-22}$$

式中 $$\delta_j=\frac{2\pi}{\lambda}(n_j t_j\cos\phi_j) \tag{12-23}$$

$n_jt_j\cos\phi_j$ 这个量常称之为膜层对折射角 ϕ_j 的有效光学厚度，而式中之 U_j 称之为有效折射率，并由下式给出：

$$U_j=\begin{cases}\dfrac{n_j}{\cos\phi_j} & \text{平行分量}\\ n_j\cos\phi_j & \text{垂直分量}\end{cases} \tag{12-24}$$

它取决于入射辐射的偏振方向是平行于入射面还是垂直于入射面。折射角 ϕ_j 相对于入射角 θ 的关系，则由斯涅耳定律确定之：

$$n_m\sin\theta=n_j\sin\phi_j \tag{12-25}$$

于是，图 12-27 的整个多层膜系用各层矩阵乘积表示为：

$$M=M_1M_2\cdots\cdots M_j\cdots\cdots M_{l-1}M_l \tag{12-26}$$

$$M=\begin{bmatrix}m_{11} & im_{12}\\ im_{21} & m_{22}\end{bmatrix} \tag{12-27}$$

在上述表式中，膜系中之任何一种有吸收材料的折射率，必须用它的复折射率 $\tilde{n}$ 代替之，$\tilde{n}$ 由下式定义：

$$\tilde{n}=n-ik \tag{12-28}$$

式中 k——材料消光系数。

一个多层膜系的振幅透射系数 t 和反射系数 r 以矩阵元相乘积表示之：

$$t=\frac{2n_m}{(X+W)+i(Y+V)} \tag{12-29}$$

$$r=\frac{(X-W)+i(Y-V)}{(X+W)+i(Y+V)} \tag{12-30}$$

式中 $X = n_m m_{11} + n_m k_s m_{12}$，$Y = n_m n_s m_{12}$

$$W = n_s m_{22}, \quad V = m_{21} - k_s m_{22} \tag{12-31}$$

透射系数和反射系数的强度即透射率 T 和反射率 R 分别为：

$$T = \frac{n_s}{n_m} |t|^2 \tag{12-32}$$

$$R = |r|^2 \tag{12-33}$$

透射位相变化（相变）ε_T 和反射位相变化 ε_R 由下式给出：

$$\varepsilon_T = \arg t \tag{12-34}$$

$$\varepsilon_R = \arg r \tag{12-35}$$

一个多层膜的吸收则可从下式得到：

$$A = 1 - T - R \tag{12-36}$$

有关多层膜滤光片性质的许多相当重要的普遍结论，均可从上述方程式中导出。概括起来有以下几点：

（1）膜系的光学性质随入射角度变化而变化，对某些应用来说，这是相对于吸收滤光片而言的主要缺点。

（2）这种变化依赖于入射辐射的偏振面。下列公式则定义非偏振辐射在斜入射时的 T 和 R：

$$T = \frac{1}{2}(T_{\parallel} + T_{\perp}) \tag{12-37}$$

$$R = \frac{1}{2}(R_{\parallel} + R_{\perp}) \tag{12-38}$$

（3）所有膜层的光学厚度均为 $\lambda_0/4$ 整数倍的非吸收多层膜系的透射率曲线，当采用波数坐标绘制时，呈现出对 λ_0 是对称的。

（4）一个非吸收性多层膜系的所有膜层的厚度变化，在波数坐标里，仅仅表现为透射率曲线的位移。故一个薄膜系能设计于光谱的任何一个部分。至于适宜与否，仅受到所用材料折射率的色散和透射率局限性的制约。

（5）一个含有吸收膜层的膜系的反射和吸收，一般来说，取决于辐射入射侧的膜层。

光学薄膜的膜系分析，倘若根据（12-22）至（12-38）的大多数公式编制电子计算机程序计算，便变得相当简单。然而，欲设计一个具有预定光谱特性的滤光片，仍然是一个复杂的问题。至于与这项工作有关、可资利用的各种理论和数学工具的详细叙述[6],[19]，已超出本书范围。

二、减反射膜

（一）表面反射对光学系统性能的影响

在折射率为 n_1 和 n_2 的两个光学介质之间的边界面上，反射的辐射强度，可按下式计算：

$$R = \left[\frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2}\right]^2 \tag{12-39}$$

若计入多次内反射时，则一个非吸收平面平行薄片的总透射率 T_0，能写为以 R 为单位的表达式：

$$T_0=\frac{1-R}{1+R} \tag{12-40}$$

如果没有经受任何反射，那么这个辐射的透射率仅与 $(1-R)^2$ 因子有关。对于许多同样平面平行薄片构成的组合，在相应的表示式里必须考虑各个薄片之间产生的内反射影响。可以看到，m 个薄片组合而成的系统的总透射率 T_Σ，由下式给出[20]：

$$T_\Sigma=\frac{T_0}{m-T_0(m-1)} \tag{12-41}$$

直接透射过去的辐射量 T_d 为：

$$T_d=(1-R)^{2m} \tag{12-42}$$

于是，辐射的 T_r 因子即是透射之前遭受到的反射损失。正是它对幻象（鬼影）和杂散辐射有贡献：

$$T_r=T_\Sigma-T_d \tag{12-43}$$

对应于各个不同的 m 值、T_d 和 T_r 随 R 的变化关系示于图 12-28。薄片材料的折射率绘制于上部 X 轴，并假定薄片是放置于空气之中的。可以看到，即使低折射率薄片的数目相当少，其 T_r/T_d 的比值亦甚显著。这意味着在不利的条件下，一个成象系统中之杂散辐射能使真信号弄得十分模糊不清。其次，即使在非成象系统中，辐射中的损失 $(1-T_d-T_r)$ 能变得完全起阻止作用。

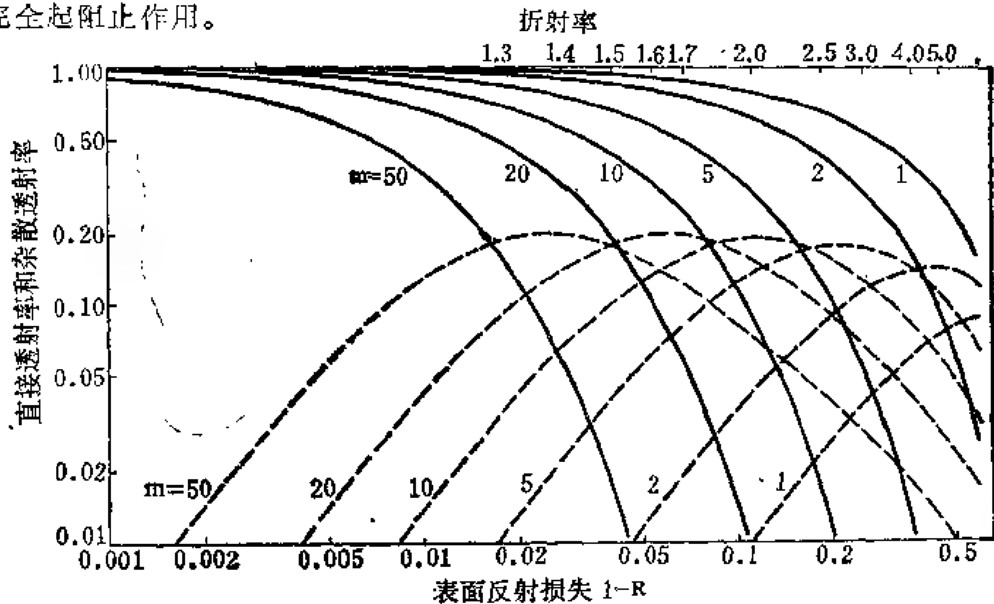


图 12-28　一个由 m 个平面平行薄片组成表面反射为 R 的系统，对直接透射辐射的透射率 T_d，在透射之前受到之多次反射为 T_r。图上方之 x 轴标定着薄片之折射率，该薄片置于空气介质之中。

这两个方面的一些问题是可以克服的。只要在边界面运用合适的减反射膜，借以减少表面反射即可。因为具有零反射率的减反射膜并非能设计得贯穿整个光谱区域，所以减反射膜的光谱反射率 R_λ 之选择，须以下面的积分为最小而切当：

$$\int_\lambda R_\lambda I_\lambda S_\lambda d\lambda \tag{12-44}$$

式中　I_λ——入射辐射的光谱强度分布；

S_λ——探测器的光谱灵敏度。

仅仅在 $I_\lambda S_\lambda$ 有意义的光谱区域内需要有一个低反射率。这里应强调指出，对大多数应

用来说，减反射膜在机械强度上必须非常硬，能经受住急剧的气候变化和热变化，也应经得起常用的透镜清洁处理。通过减反射膜的使用，可使成象系统和非成象系统的性能得以改善[21]。

惟因减反射膜对可见和红外光谱区域有其工业价值[22]，故已成为许多研究和开发的课题。关于这个专题已有两本专著[23—24]，在许多科学和技术杂志中亦散见有众多的文献。对这些文献的评论和减反射膜的膜系讨论，读者可参阅有关的评论文章[25]。在这一节中，仅仅给出迄今为止所得到结果的简短概要，希图有助于对特殊应用的减反射膜之选择。计算数据以对数密度坐标表示，以便使许多同样镀有减反射膜的零件串在一起的组合，能够直接读出透射率。相对波数坐标，则方便于一个膜系在光谱不同部分有效区域的带宽计算。

（二）膜层折射率均匀的减反射膜

$\lambda/4$ 膜厚的单层减反射膜是最早出现的减反射膜，至今仍然在光学工厂里最广泛地使用着。从理论上来说，它应该有可能在一个波长上得到零反射。然而，由于合适的低折射率镀膜材料（折射率小于 1.3）很缺乏，故对折射率比 1.9 小的玻璃基底材料而言，事实上镀单层减反射膜就不能实现零反射。

尽管如此，姑且采用现有的材料，也能使所有普通玻璃，在一个宽光谱区域内，将反射率有成效地减少。退而言之，镀减反射膜玻璃之反射率，决不会上升到未镀膜之上。

鉴于实际工作需要，即有的要求在一个特定的光谱区域内，得到一个较完善的减反射膜，有的则需增加低反射光谱区域的宽度，或者使低反射率很均匀地通过一个较宽的光谱区域。$\lambda/4$ 单层减反射膜已不能满足要求，必须增加膜层的层数。典型的$\lambda/4$—$\lambda/4$ 双层减反射膜早已出现[23]。就双层减反射膜而言，借助于图 12—29类型的图表，尚存在着一个数目较多的折射率组合。这些组合将可在一个波长处得零反射率。

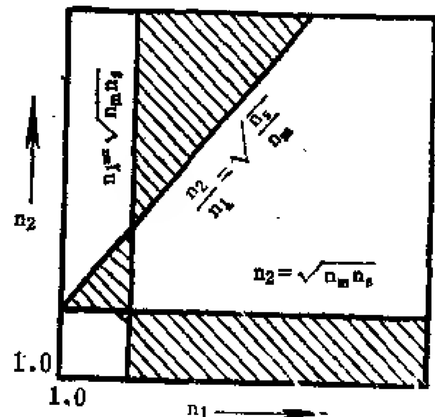


图12-29　双层减反射膜之折射率组合（阴影区域）。能在一个波长上实现零反射率。

此外，还会遇到一些特殊问题需要再增加膜层数目，多层减反射膜便应运而生。常用的有 $\lambda/4$—$\lambda/2$—$\lambda/4$ 三层减反射膜。亦即在玻璃上镀 $\lambda/4$ 氟化铈—$\lambda/2$ 二氧化锆—$\lambda/4$ 氟化镁膜。在可见光区域内达到宽带减反射。考虑多层减反射膜时，始终要考虑选用机械性能最满意的镀膜材料。表 12-3 中给出各种类型的减反射膜所必须满足的折射率和厚度条件。至于很复杂的减反射膜如膜层厚度为非 $\lambda/4$ 或折射率为特殊折射率的膜系，则须参阅有关详细文献。

镀于玻璃（图 12-30(a)至(c)）、石英（图 12-30(d)）、锗（图 12-30(e)和(f)）、硅（图 12-30(g)）和其他红外材料(图 12-30(h))表面的减反射膜之计算透射率曲线所采用的折射率，大多数相应于现实可取的镀膜材料。用于计算的实际折射率在表 12-3 中给出。折射率相对应之膜层光学膜厚大多为 $\lambda/4$；少数膜层为非 $\lambda/4$。非 $\lambda/4$ 膜厚则在括号中注明。

图 12-30(a)表明镀于玻璃上的几种减反射膜的性质。它们已在一个有限的波长区域内达到尽可能最高的减反射效率。表 12-3 中这些膜中之 2.1 类型膜系也许已求得较广泛的采纳。至于这种膜的典型测量曲线则示于图 12-32。在一个宽光谱区域内具有一个低反射率的

表 12-3 减反射膜一览

类型	条件	基底材料 n_s	n_1 (n_1t_1/λ)	n_2 (n_2t_2/λ)	n_3 (n_3t_3/λ)	n_4 (n_4t_4/λ)
1.1	$n_1=\sqrt{n_sn_m}$, $n_1t_1=\lambda/4$	玻璃 1.51	1.38			
		IntranII (ZnS) 2.20	1.59			
		InSb 4.0	2.20			
		InAs 3.4	1.85			
		Ge 4.1	2.20			
		Si 3.5	1.85			
2.1	$\tan^2\delta_1=\dfrac{n_1^2(n_m-n_s)(n_sn_m-n_2^2)}{(n_sn_1^2-n_mn_2^2)(n_sn_m-n_1^2)}$ $\tan^2\delta_2=\dfrac{n_2^2(n_m-n_s)(n_sn_m-n_1^2)}{(n_sn_1^2-n_mn_2^2)(n_sn_m-n_2^2)}$	玻璃 1.51	1.38 (0.3250)	2.30 (0.0524)		
		石英 1.48	1.48 (0.3255)	2.09 (0.0947)		
		Ge 4.1	4.10 (0.0586)	1.35 (0.0951)		
2.2	$n_1^2n_s=n_2^2n_m$, $n_1t_1=n_2t_2=\lambda/4$	玻璃 1.51	1.38	1.7		
		Ge 4.1	1.57	3.3		
2.3	$n_1n_2=n_mn_s$; $n_1t_1=n_2t_2=\lambda/4$	Si 3.5	1.35	2.20		
2.4	$n_2^2-\dfrac{n_2n_s}{2n_1n_m}(n_m^2+n_1^2)(n_1+n_2)+n_1n_s^2=0$ $n_1t_1=\dfrac{1}{2}n_2t_2=\lambda/4$	玻璃 1.51	1.38	1.70		
2.5	$n_1t_1=n_2t_2=\lambda/4$	玻璃 1.55	1.32	1.484		
3.1	$n_1n_3=n_2^2=n_mn_s$; $n_1t_1=n_2t_2=n_3t_3=\lambda/4$	Ge4.1	1.35	2.20	3.30	
3.2	$n_1n_3=n_2\sqrt{n_mn_s}$; $n_1t_1=n_2t_2=n_3t_3=\lambda/4$	玻璃 1.53	1.47	2.14	1.80	
3.3	$n_2^2=n_mn_s$; $n_mn_3^2=n_1^2n_s$ $n_1t_1=n_2t_2=n_3t_3=\lambda/4$	Si 3.45	1.38	1.86	2.56	
3.4	$n_1^2n_s=n_mn_3^2$; $n_1t_1=\dfrac{1}{2}n_2t_2=n_3t_3=\lambda/4$	玻璃 1.51	1.38	2.10	1.65	
3.4	$n_1^2n_s=n_mn_3^2$; $n_1t_1=\dfrac{1}{2}n_2t_2=n_3t_3=\lambda/4$	石英1.48	1.38	2.10	1.65	
3.5	$n_1^2n_s=n_mn_3^2$; $n_1t_1=\dfrac{1}{2}n_2t_2=\dfrac{1}{3}n_3t_3=\lambda/4$	无实例				
3.6	非 $\lambda/4$ 膜	玻璃 1.52	1.38 (0.2402)	2.20 (0.4105)	1.80 (0.1799)	
3.7	$n_1t_1=n_2t_2=n_3t_3=\lambda/4$	玻璃 1.55	1.32	1.454	1.53	
4.1	$n_1n_4=n_3\sqrt{n_mn_s}$; $n_1t_1=\dfrac{1}{2}n_2t_2=n_3t_3=n_4t_4=\lambda/4$	玻璃 1.51	1.38	2.35	1.548	1.38

续表

4.2	$n_1n_4 = n_2n_3 = n_mn_s$ $n_1t_1 = n_2t_2 = n_3t_3 = n_4t_4 = \lambda/4$	Ge 4.0	1.38	1.82	2.20	2.95
4.3	$n_1t_1 = n_2t_2 = n_3t_3 = n_4t_4 = \lambda/4$	玻璃 1.55	1.32	2.014	2.289	1.846
4.4	非 $\lambda/4$ 膜	玻璃 1.55	1.38 (0.2424)	1.832 (0.2390)	1.888 (0.2463)	1.656 (0.2417)
	$n_ln_s - l\,\frac{n_s - n_2}{10}$, $l = 1, 2 \cdots 10$; $n_1t_1 = n_2t_2 = \cdots = n_{10}t_{10} = \lambda/4$	Ge 4.0	1.35	1.614	……	$, n_{10} \simeq 3.735$

注　表中空气介质折射率 $n_m = 1.00$

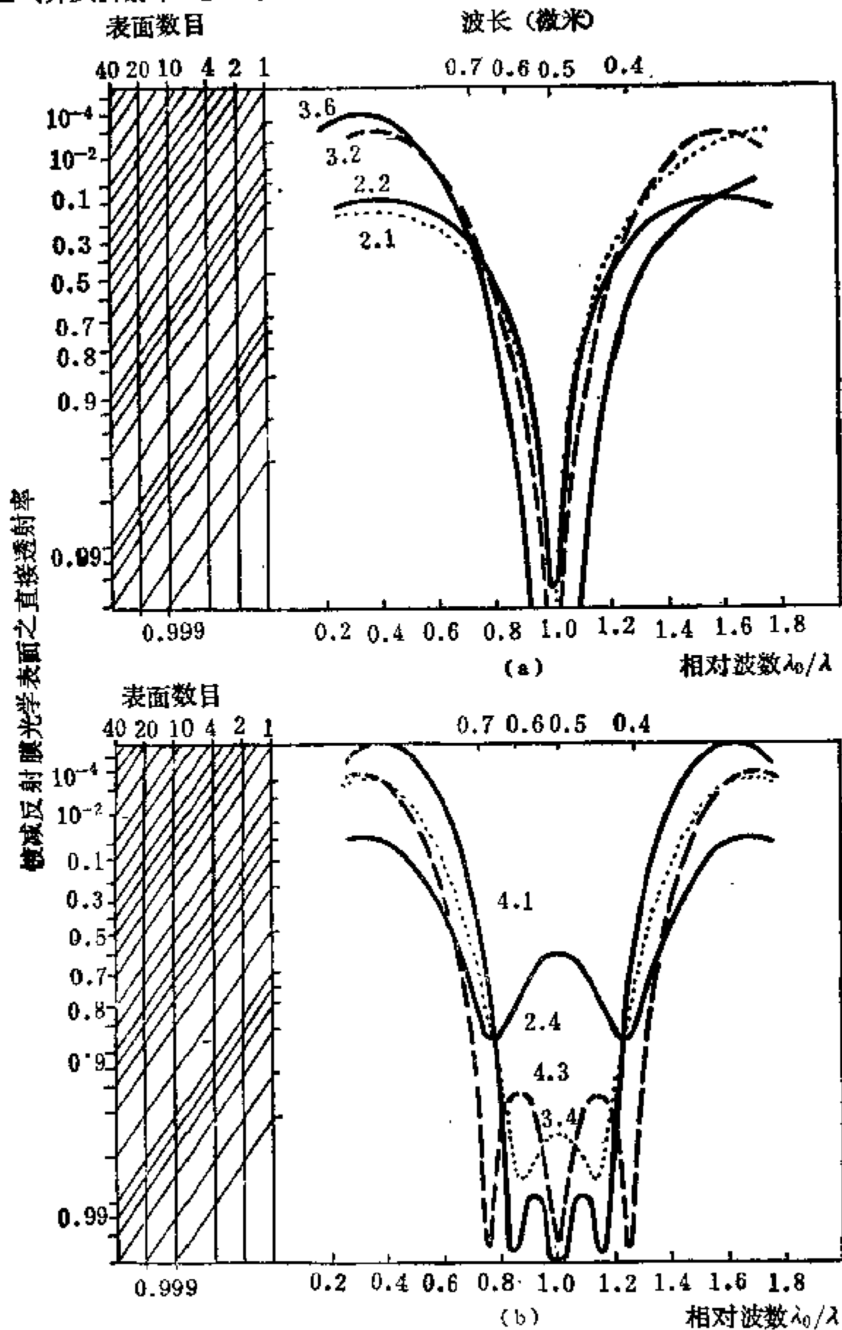


图 12-30　(a)为镀于玻璃的高效减反射膜；(b) 为镀于玻璃的宽带减反射膜。

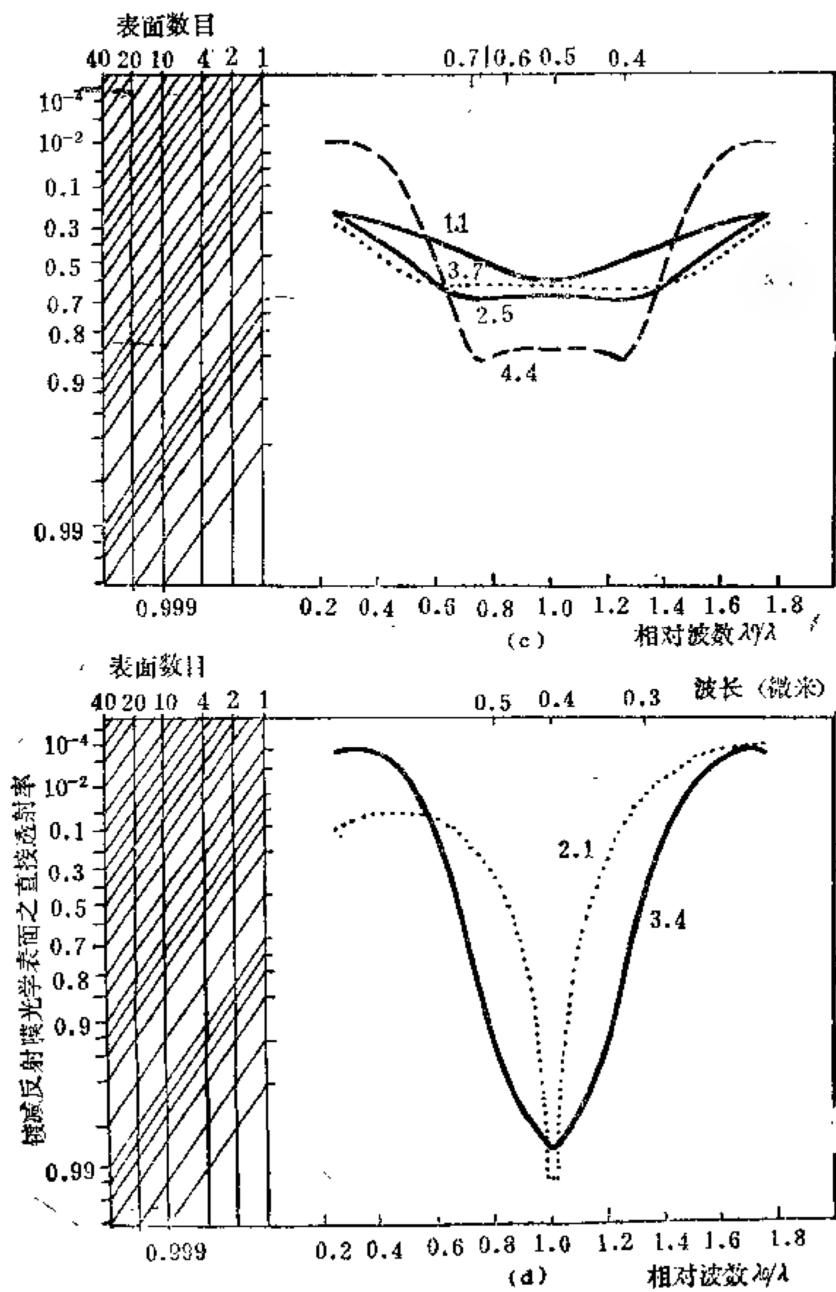


图 12-30

(c) 为镀于玻璃之高消色差减反射膜； (d) 为镀于石英的减反射膜。

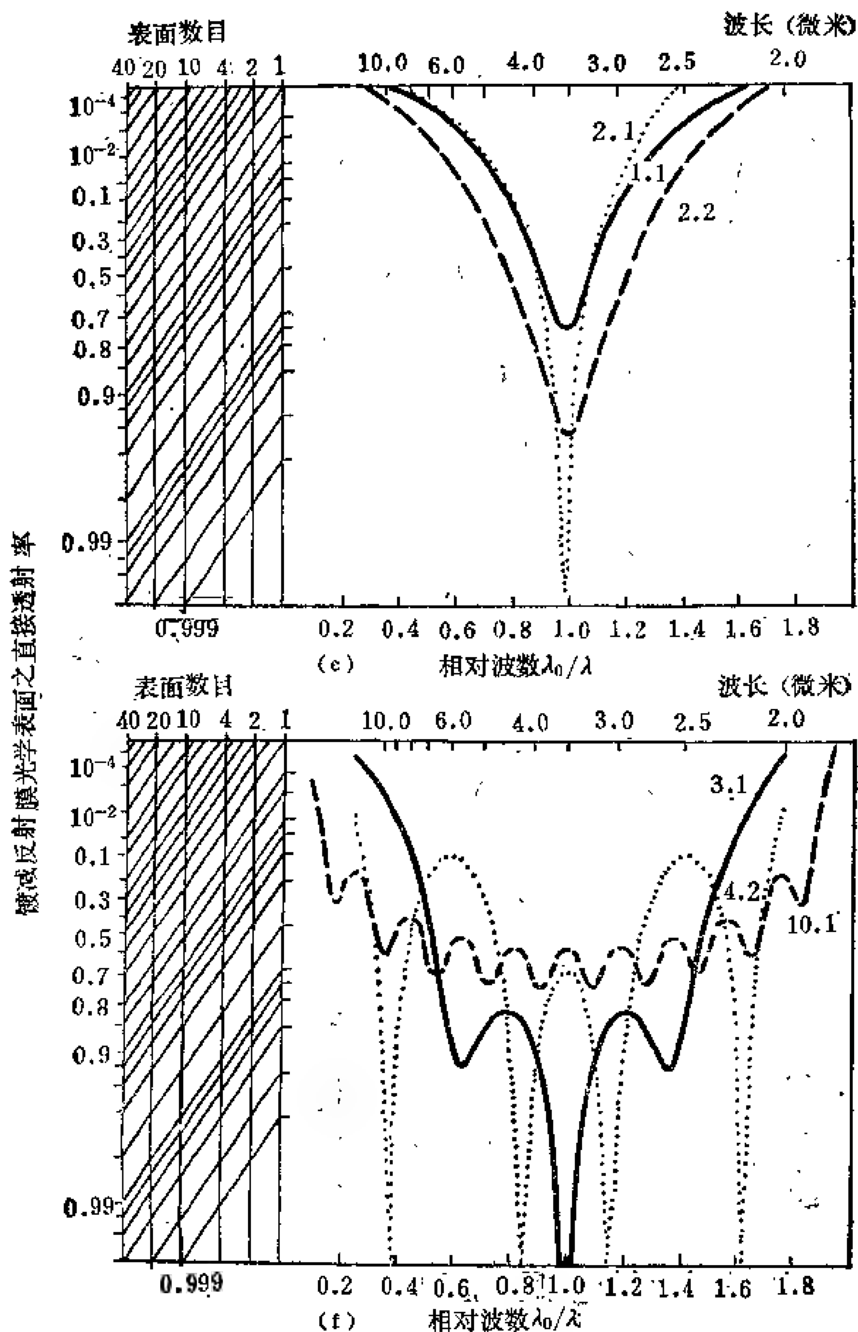


图 12-30

(e) 为镀于锗片上之减反射膜；(f) 为镀于锗片上之宽带减反射膜。

减反射膜示于图 12-30 和图 12-33。表 12-3 中 3.4 类型的膜在实际中已获得最广泛的应用（图 12-31）。除此之外，有些减反射膜是为特殊角度的入射光束而设计的，其反射曲线见图 12-34。

人们对低反射带的宽度和剩余反射率之间，有可能进行折衷选择，以求得一个合理的解

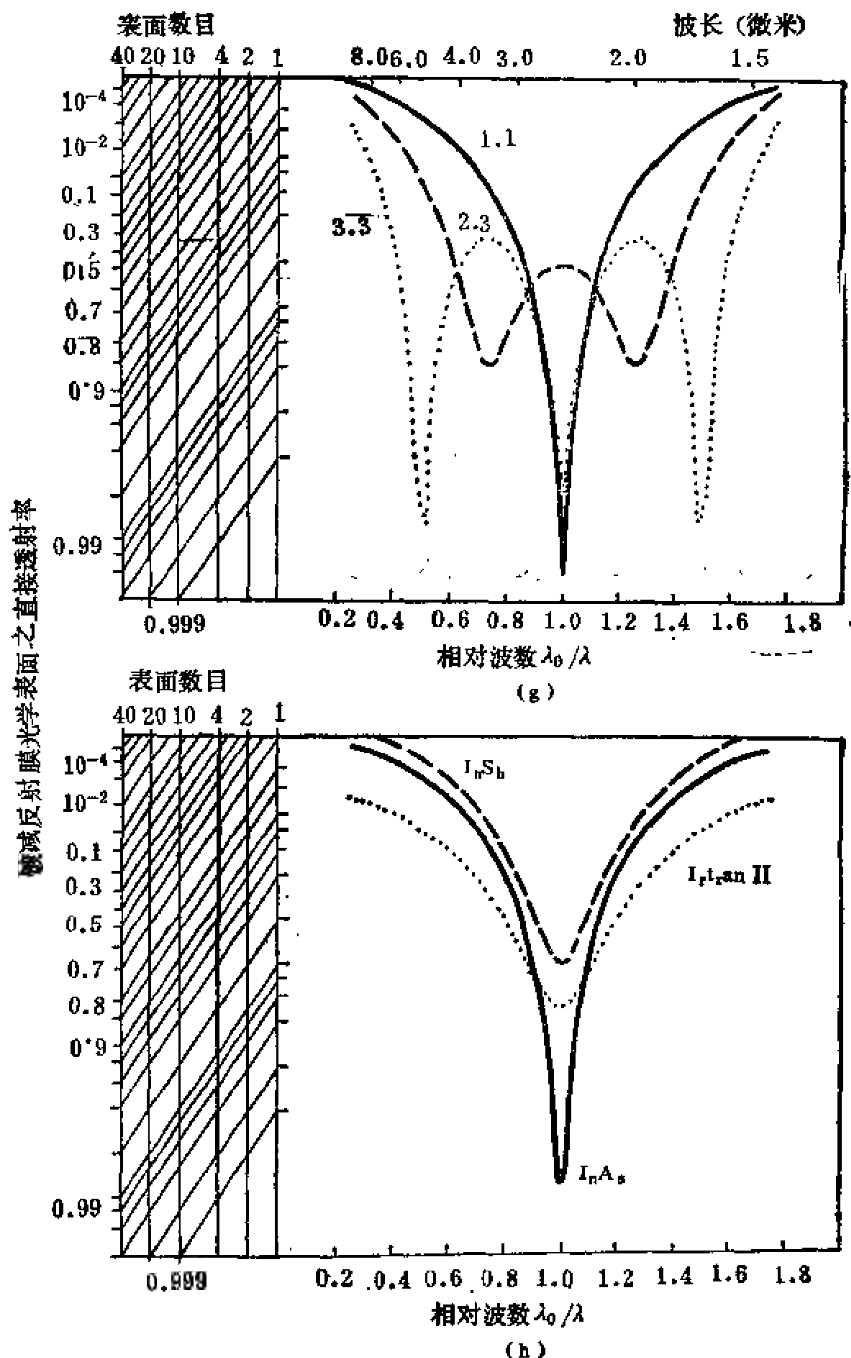


图 12-30 (g)为镀于硅片上之减反射膜；(h)为镀于 Irtran Ⅱ (ZnS)、InAs、InSb 上之单层减反射膜

图 12-30 (a) 至 (h)各种减反射膜之计算特性。图中各条曲线所标记的数字参考表12-3。1个、2个、4个、10个、20个、40个同样的镀减反射膜光学表面之直接透射率，可借助于辅助坐标直接读出。

决。同时对其他折射率的基底，也设计出类似的减反射膜。例如将基底折射率从 1.5 至 4.0 的范围内分出 10 个不同的值，求解出一组两层、三层和四层膜的解[26]。

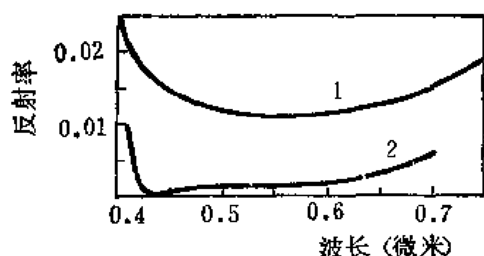


图 12-31　玻璃上单层减反射膜和宽带减反射膜之反射率

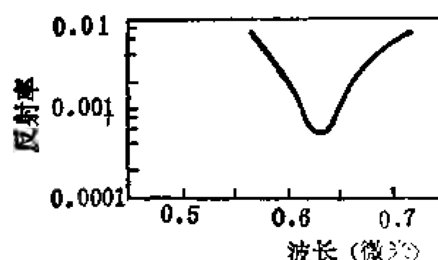


图 12-32　镀于玻璃上的高效减反射膜之反射率

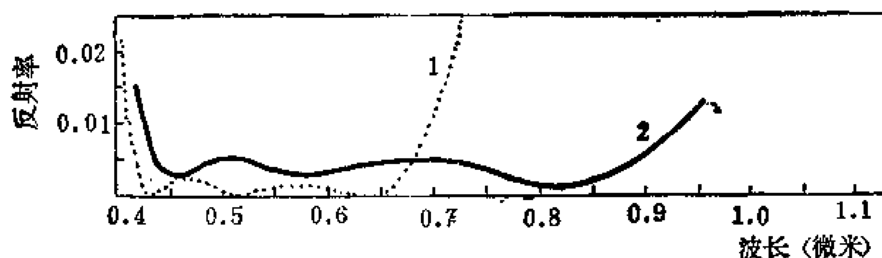


图 12-33　两种宽带减反射膜之反射率曲线

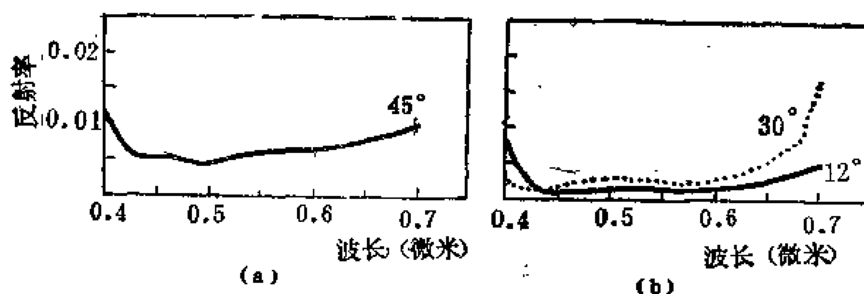


图 12-34　(a) 设计于 45°入射的减反射膜之非偏振平均光反射率；(b) 用于 30°会聚光锥的减反射膜之非偏振光平均反射率。

因为对某些应用来说，由减反射膜引起光学仪器呈现出颜色的现象演变为一个最重要的问题，故已成为许多研究者感兴趣的课题。避免这个问题的方法之一是利用一个特殊的消色差膜（图 12-30(c)）。例如有 50 个表面镀有表 12-3 中 4.4 类型减反射膜，在通过整个可见光谱区域的透射率为 78±3%。

一般来说，与其用测量反射率倒不如用测量透射率来评论减反射膜。而且通常假定 $T=1-R$ 是不正确的。譬如说镀有减反射膜的红外材料的透射率，不仅取决于减反射膜的效率，而且也取决于材料的厚度和温度。这是因为在这样的材料中存在着一定的吸收，况且在某些情况下，吸收是依赖于温度的。镀减反射膜的三种普通红外材料的光谱透射率测量曲线示于图 12-35。而其他材料的透射率曲线则可参考有关文献。

（三）膜层折射率非均匀的减反射膜

在折射率为 n_1 和 n_2 的两个介质之间的界面，镀一个折射率渐变层，即折射率在光入射方向随着厚度而变化（形成折射率梯度），这样便能实现完全减反射。该渐变层所具有之折射率是从 n_1 连续地变化到 n_2。理论上已研究过线性的、余弦的、双曲线的折射率轮廓线。当膜层厚度为一个波长和几个波长数量级时，求得膜系在光谱区域内仍然有效（图12-36）。

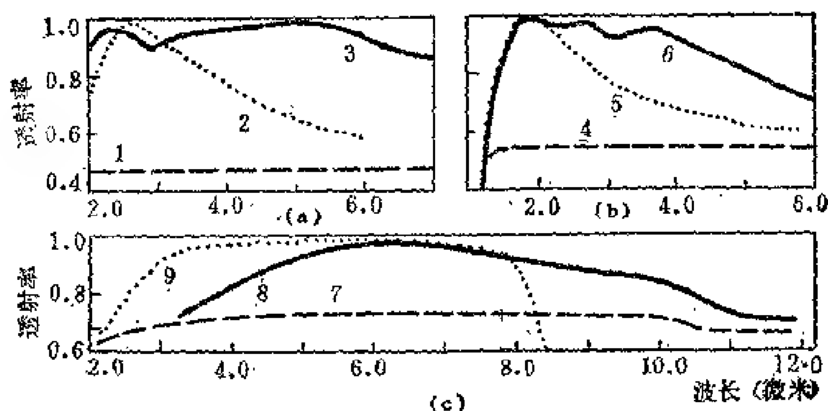


图 12-35　红外材料基底两面镀减反射膜之透射率

(a) 锗片：曲线 1 为未镀膜基底，曲线 2 为镀单层 $\lambda_0/4$SiO(λ_0=2.7 微米) 膜；曲线3 为镀 $\lambda_0/4$ 的 MgF_2、CeO_2 和Si 膜 (λ_0=3.5 微米)；

(b) 硅片：曲线 4 为 1.5 毫米厚之未镀膜基底；曲线 5 为镀单层 $\lambda_0/4$SiO 膜 (λ_0=1.8 微米)；曲线6 为镀 $\lambda_0/4MgF_2$ 和 CeO_2 膜 (λ_0=2.2 微米)；

(c) IrtranⅡ (ZnS)：曲线 7 为 2 毫米厚之未镀膜基底；曲线 8 为镀单层 $\lambda_0/4CeF_3$ 膜，曲线 9为镀 $\lambda_0/4MgF_2$和 SiO膜 (λ_0=4.2 微米)。

由于折射率比 1.35 小的镀膜材料缺乏，折射率非均匀膜层对空气—玻璃界面的减反射膜来说，并不是很合适的。在过去的岁月里，曾为此目的而设计过几种不同的非均匀减反射膜[24][27]，但与折射率均匀膜层组成的减反射膜相比没有发现任何特殊的优点。

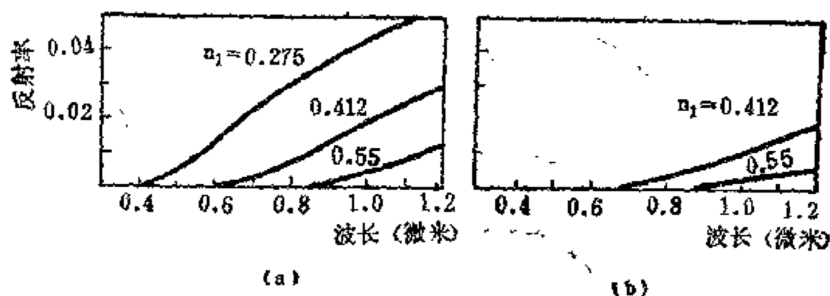


图 12-36　在两种介质之间的边界面上镀指明厚度的非均匀膜层减反射膜之计算反射率。该膜层之折射率自一种介质很平滑地过渡到另一种介质。

(a) 为折射率 1.52 和 2.36 的两种无吸收介质，(b) 为玻璃—铬界面减反射膜，其折射率分别相应于 1.52 和 2.26—i0.43。

至于高折射率材料基底的情况则是不同的（图 12-37）。在紧挨着高折射率材料基底附加一层非均匀膜层，当其折射率等于现有镀膜材料的最低折射率平方时即可实现很低的反射率。然后再淀积上一层附加的该材料均匀 $\lambda/4$ 波长厚膜层，即有可能获得完善的膜系（图 12-37(a)）。

非均匀膜层是从两个分立的蒸发源中同时蒸发而成的。其蒸发速率可各自控制。换句话说，非均匀膜层能够近似于一组折射率递减的均匀膜[28]（图 12-30(f)之曲线 10.1）。非均

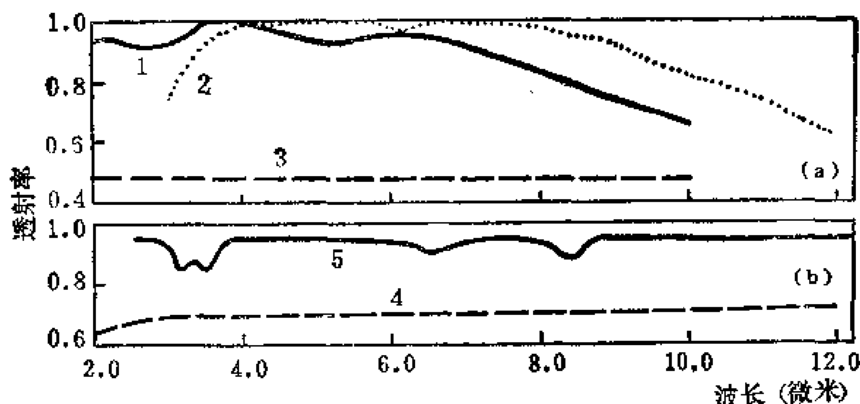


图 12-37　(a) 一块锗片两面镀非均匀减反射膜之实测透射率。曲线 1，镀 1.2 微米厚之减反射膜，该膜层之折射率从 Ge 逐步变到 MgF_2；曲线 2，镀 1.76 微米厚之减反射膜，其折射率从 4.0 变至 1.5，再在其上加镀 0.74 微米厚均匀的 MgF_2 膜；曲线 3，一块未镀膜之锗片。

(b) 一块 TBI—5 基片之实测透射率。曲线 4，未镀膜；曲线 5，在基底两侧镀以十层 2.5 微米厚之非均匀膜层，折射率在 1.3 至 2.29 之间变化，通过蒸发合适的 NaF-CdTe 混合物而得。

匀膜层，用蒸发两种镀膜材料以合适的比例组合而成的混合物，也能制备出来（图 12-37 (b)）。或者不经混合，利用赫平等效折射率概念亦同样能够得到中间折射率。

在实际工作中，尚可以将一种镀膜材料掺入另一种镀膜材料之中，借以控制折射率的非均匀性，或达到所需要之折射率。例如，在玻璃上镀 $\lambda/4$ 氟化铈—$\lambda/2$（二氧化锆 + 10% 氧化镁）—$\lambda/4$ 氟化镁膜也能在可见光区域实现宽带减反射[29]。等效层的概念，在减反射膜设计中也运用得相当成功。如玻璃上镀 $\lambda/4$（二氧化铈—氟化镁）等效层—$\lambda/2$ 二氧化铈—$\lambda/4$ 氟化镁膜，于可见光区域获得宽带减反射。再者，玻璃上镀 $\lambda/4$（二氧化钛—二氧化硅）等效层—$\lambda/2$ 二氧化钛—$\lambda/4$ 二氧化硅膜，可供激光减反射之用。

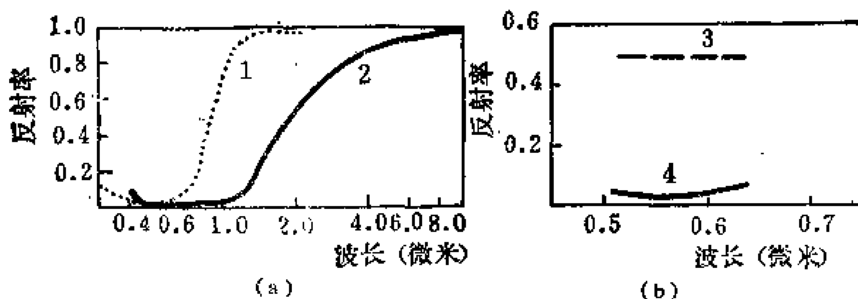


图 12-38　(a)　(b) 为不透明金属之减反射膜。
曲线 1 和 2，铝膜上镀三层减反射膜；曲线 3 和 4，铬膜和铬膜上加镀硫化锌膜之反射率。

此外，减反射膜还可以镀在金属膜表面，以减少反射获得所需之曲线。如将一个三层减反射膜镀于铝膜上[30]，或将一层硫化锌膜镀于铬膜上[31]，曲线如图 12-38 所示。

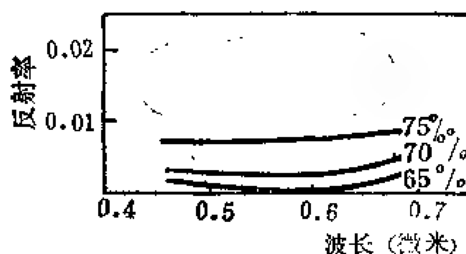


图 12-39　玻璃上镀薄铬膜之光谱反射率，光从基底侧入射。膜层之透射率是在 $\lambda = 0.565$ 微米处测的。

反之，淀积在一个玻璃表面上的合适的薄金属膜层，对于从玻璃侧入射的光束来说，也能起到一个很有效的消色差减反射膜的作用（图 12-39）。当然，入射光如果是从空气侧

入射，则反射并不减少，而且其透射率因膜层中存在着吸收而有一定的损失。

减反射膜尚可镀在其他的膜层上，以便减少原来膜层所引起的不应当有的反射。例如图12-40便是两个导电膜在附加减反射膜前后的计算透射率曲线。

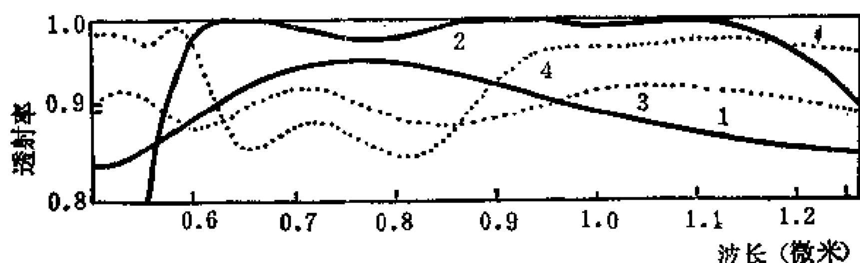


图 12-40　减反射膜与导电膜组合单个表面之计算透射率

曲线 1 和 2，镀有 0.566 微米厚 SnO_2 膜层的折射率为1.755玻璃之透射率和加镀三层电介质减反射膜之后的透射率；曲线 3 和 4，同上，所不同的是导电膜 SnO_2 之厚度分别为 1.516 和 0.2 微米。

（四）非垂直入射下的减反射膜

众所周知，在非垂直入射的情况下，多层减反射膜的性质随入射角变化而变化。一般来说是透射曲线变差。三种商品化的最重要的减反射膜和镀于锗片上的 10 层减反射膜[32-33]对 0°、45°、60°入射角的计算曲线示于图 12-41。此外，窄带高效减反射膜随入射角变坏的情况特别严重。图 12-41（*d*）提出一个比较精密的减反射膜设计，经采用近似的非均匀渐变层之后，其性能对入射角依赖较少。

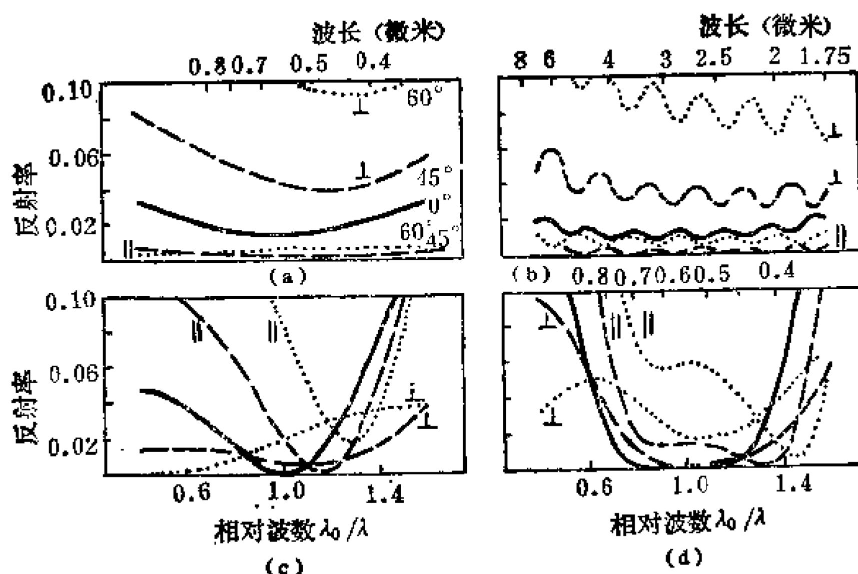


图 12-41　单层（*a*）、双层（*c*）、三层（*d*）、十层减反射膜（与表 12-3 中的膜系 1.1，2.1，3.4 和 10.1 相应）在入射角为 0°和 45°、60°之下对垂直和平行于入射面的偏振光之计算反射率。图中实线为 0°；虚线为 45°；点线为 60°。

欲设计出供一个入射角和一个偏振面用的减反射膜，其膜层的有效折射率和厚度应满足表 12-3 中所表示的关系。由于采用现实的镀膜材料，实际上应满足的条件有一些小的偏差，即使如此亦能制备出最佳性能的薄膜。设计出使用于 45°入射角的两组双层和三层减反射膜反射率计算曲线示于图 12-42。如果斜入射辐射是非偏振的，则必须加以折衷。膜层有效厚

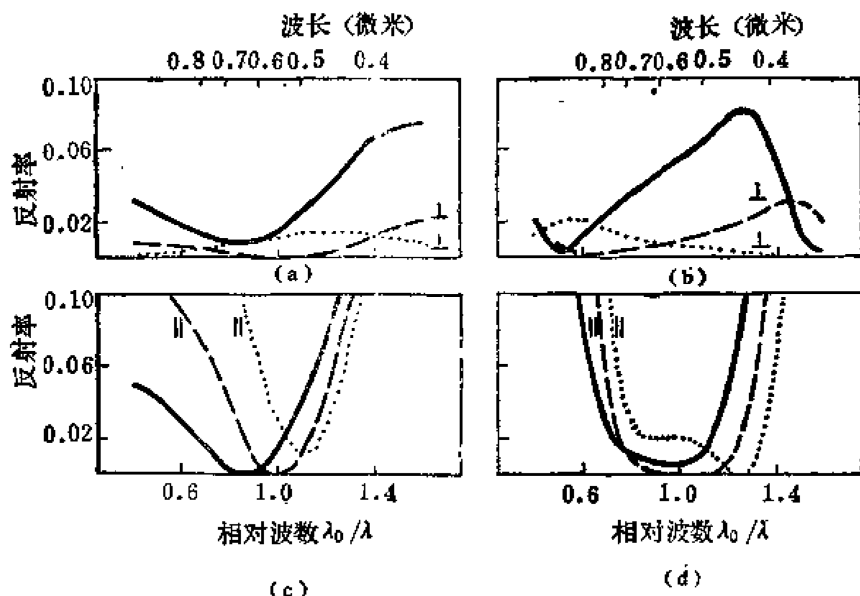


图 12-42　双层（a）和（c）、三层（b）和（d）减反射膜在入射角为 0°、45°和 60°之下对垂直和平行于入射面的偏振光之计算反射率。图中实线为 0°，虚线为 45°，点线为 60°。

度要匹配于所设计的入射角。但表 12-3 中列述的折射率条件是满足垂直入射的情况。因此，它们对于同时发生的两种偏振情况是不能满足的（图 12-43）。消色差减反射膜，能够设计得同时对两种偏振情况都是最佳化的，或者设计得对一些入射角范围内使用是合适的(图12-34(b))。然而，若所需之光谱范围和入射角范围较大，则问题就变得更困难一些，尤其是入射角大于 60°角的情况。

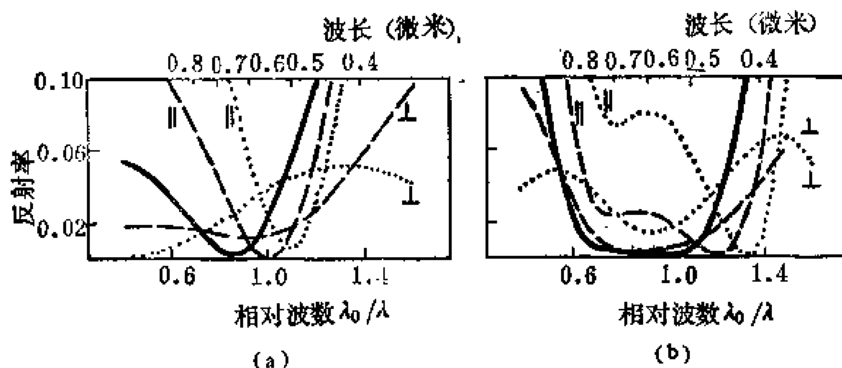


图 12-43　双层（a）和三层（b）减反射膜（相应于表 12-3 中之膜系 2.1 和 3.4）在入射角为 0°（实线）、45°（虚线）、60°（点线）之计算反射率。入射光为非偏振光，膜层厚度匹配于 45°入射角。

三、高反射膜

（一）金属反射膜

金属膜是一种历史悠久且又经常采用的反射镜膜层。

广义地说，一种复折射率为 $n-ik$ 材料之能量反射率由下式表示：

$$R=\frac{(n-1)^2+k^2}{(n+1)^2+k^2} \tag{12-15}$$

若材料是不透明的，上式就表示总的反射能量，而剩余下的能量就在材料中被吸收，金属反射膜最普通的制作工艺是将金属材料用真空镀膜的方法，镀在一个合适的玻璃或石英基

底上。如果要镀的是铝镜或铍镜表面，有时则首先用化学方法镀一层镍磷合金。这样的淀积层对基底金属有特别好的附着力，并具有很坚硬的表面，而且在镀膜之前可以进行光学抛光。

常用于可见、红外、紫外光谱区域的一些金属膜的光谱反射率曲线示于图12-44至图12-46。银膜具有最高的可见和红外反射率，可以用它制作干涉仪的反射镜和干涉滤光片。

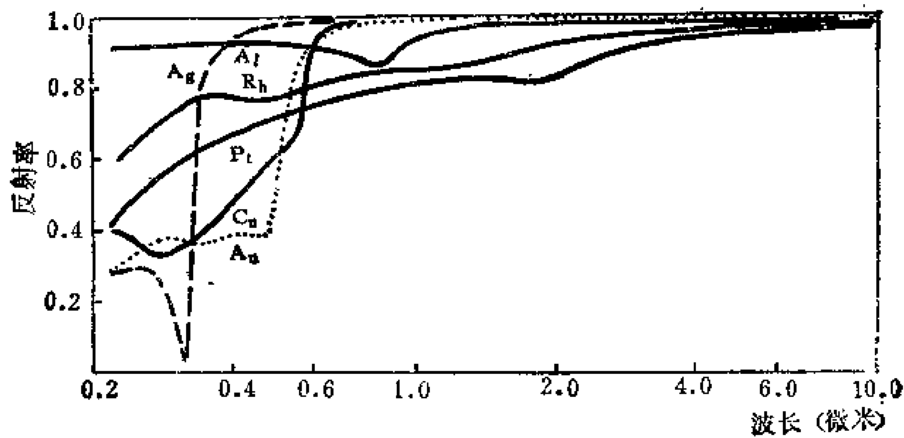


图 12-44　一些金属膜之光谱反射率曲线

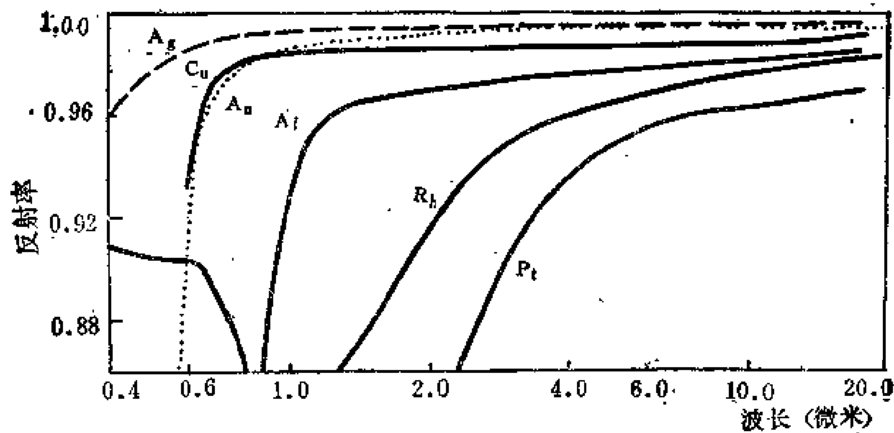


图 12-45　一些金属膜之可见反射率和红外反射率曲线

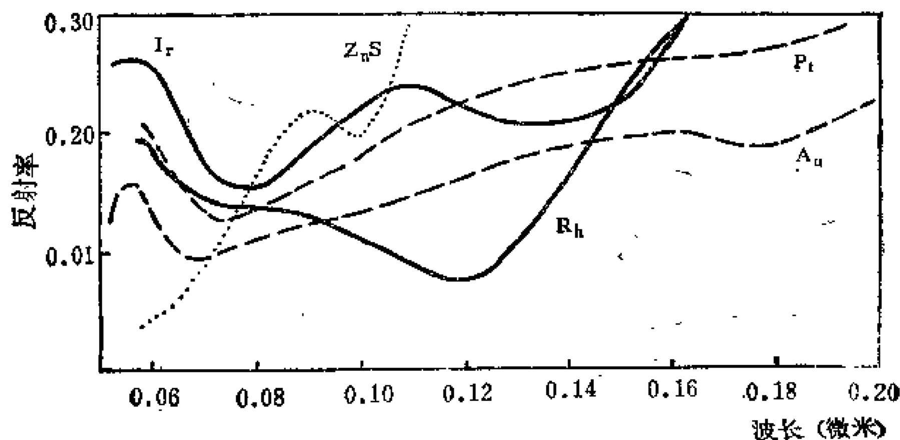


图 12-46　一些材料之紫外反射率实测值

然而，裸露的银膜很容易失去光泽。铝膜具有所有金属膜中最宽的反射率区域，通常可来制作前表面反射镜。其高反射率直至0.1微米波长以下才有所下降。对许多应用来说，新镀的铝膜往往会形成一层0.18微米厚的氧化铝薄膜层，此氧化物膜层并不承受抗磨损和耐化学接触。因此，铝镜常常在其上加镀一层 SiO 薄膜或 MgF_2薄膜作为保护膜。能经受水汽浸蚀甚至在盐水中沸腾冲洗[34]。加镀保护膜之后会引起反射率之降低（图12-48）。可是也可以设法加以弥补，即只要使用两层或多层电介质膜组成的保护膜就能避免反射率之下降（图12-47）。在远紫外的某些部分，铂膜和锇膜具有已知为最高的反射率。其紫外波长范围可延伸至0.0023微米和0.019微米。

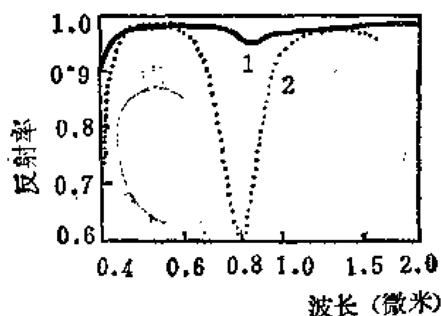


图12-47　金属反射镜加镀牢固保护膜之后的反射率。曲线1：加镀保护膜之银膜反射镜，曲线2：加镀MgF_2、CeO_2四层膜之铝膜反射镜。

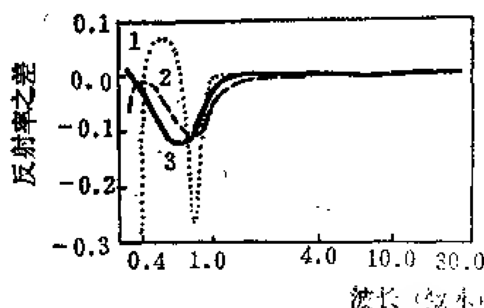


图12-48　镀保护膜和未镀保护膜之铝反射镜实测反射率之差。曲线1：为图12-47中之膜2；曲线2和3：分别在铝镜上加镀 MgF_2 和 SiO_2 膜，膜厚分别为0.1122±0.002和0.0752±0.001微米。

（二）电介质多层高反射膜

电介质多层高反射膜一般是由两种折射率不同的电介质材料组成的周期性多层膜系[35]。令一个周期性多层膜由 N 个以 AB 为周期的膜层组成，其中 A、B 表示折射率为 n_A、n_B 和光学厚度为 n_At_A、n_Bt_B 的膜层。整个多层膜系的最一般表示式为：

$$\underset{1}{AB}\cdot\underset{2}{AB}\cdot\underset{3}{AB}\cdots\cdots\underset{N}{AB}=[AB]^N \tag{12-46}$$

而实际应用中常将膜系写为$[HL]^N$或$[LH]^N$，其中 H 表示 $\lambda/4$ 膜厚的高折射率膜层，L 表示 $\lambda/4$ 膜厚的低折射率膜层。多层膜系$[AB]^N$ 的光谱反射率曲线将位于一对包络线之间。当垂直入射时，包络线仅仅取决于 n_At_A、n_Bt_B、n_A、n_B、n_s 和 n_m。对于 $n_s=n_m$ 来说，包络线的最低点就变成 $R=0$。包络线内包含有高反射带，其间之每一个波长处之反射率均随着周期数的增加而单调地增加，且当 $N\to\infty$时，反射率接近于1.0（图12-49）。在这些高反射带之外，曲线呈现出次极大和次极小，其出现数目则依赖于 n_At_A/n_Bt_B 比值，并随 N数增加而增加。一级次高反射带则发生于某一个波长 λ_1 处，该λ_1由下式B给出：

$$n_At_A+n_Bt_B=\frac{\lambda_1}{2} \tag{12-47}$$

相继的反射带在波长 $\lambda_q(\lambda_1>\lambda_2>\lambda_3\cdots\cdots)$ 处产生，而 λ_q 则由下式给出：

$$N(n_At_A+n_Bt_B)=q\frac{\lambda_q}{2}\qquad q=2,3,4\cdots \tag{12-48}$$

只要在这些波长处

$$n_At_A,\ n_Bt_B\neq p\frac{\lambda_q}{2}\qquad p=1,2,3\cdots \tag{12-49}$$

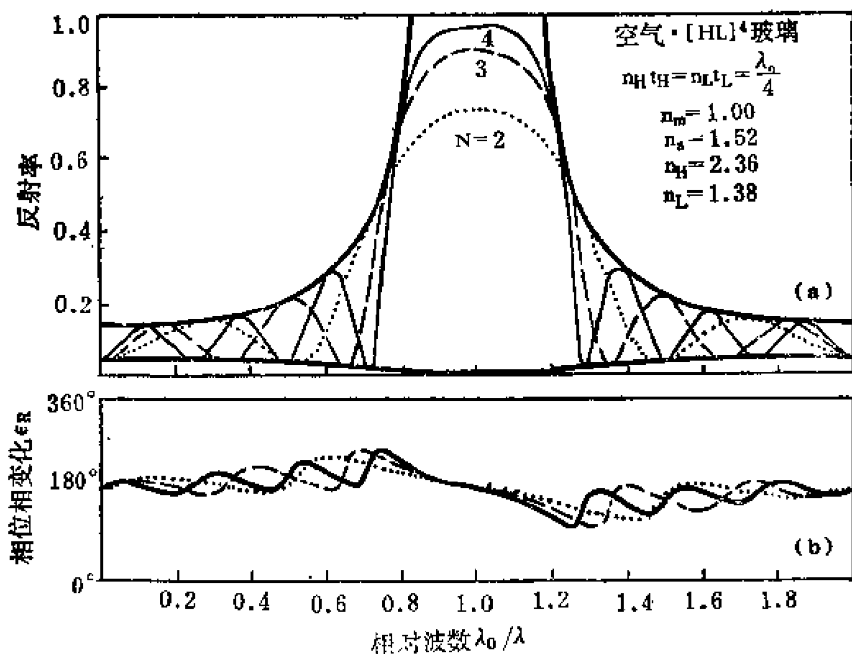


图 12-49　(*a*) $[HL]^N$型周期性多层膜系之计算反射率；(*b*) $[HL]^N$型周期性多层膜系之反射位相变化；其中 H 和 L 表示 $\lambda/4$ 波长膜厚的高、低折射率膜层，图中之 $\lambda=1.0$ 微米。粗实线表示反射曲线之包络线。

有可能选择合适厚度比例，借以调整或抑制在几个光谱区域内同时存在的高反射带。这对宽带高反射膜、截止滤光片、反热镜、冷光镜和激光反射膜的设计是有用的。厚度比例为 1:1 和 2:1 的典型曲线在图 12-50 中给出。曲线绘制在 λ_0/λ 坐标上，呈现出对满足 $n_A t_A$ 和 $n_B t_B$ 为 $\lambda/4$ 的整数倍的所有 λ 是对称的。

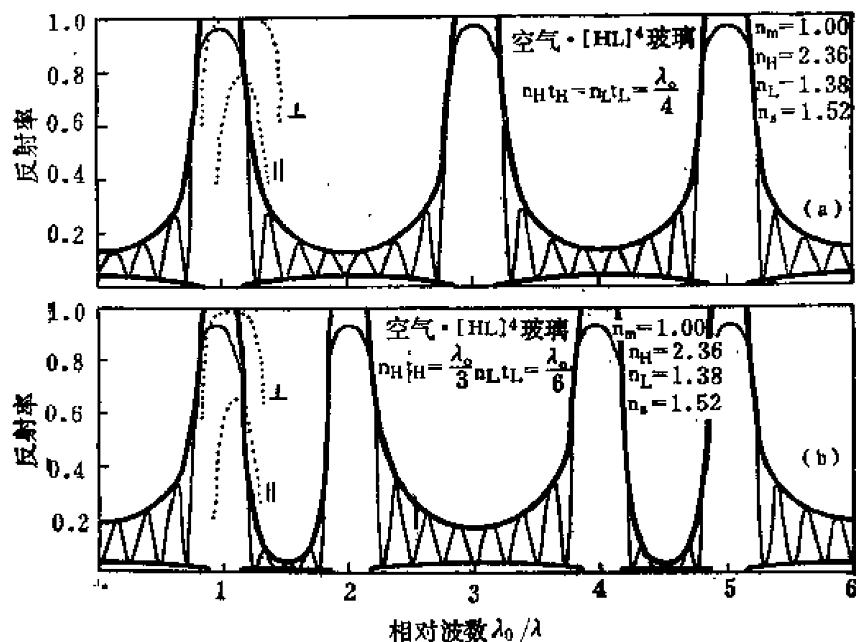


图 12-50　厚度比例为 1:1(*a*) 和 2:1(*b*) 周期性多层膜之计算反射率曲线。点线表示入射角为 60° 时对偏振辐射之反射率。

对于一个给定的折射率比例 n_A/n_B 和周期数 N，最高的反射率发生于 $n_A t_A$、$n_B t_B$ 每一

个等于 $\lambda/4$ 的奇数倍地方，其值为：

$$R_{\max}=\left[\frac{n_m/n_s-(n_A/n_B)^{2N}}{n_m/n_s+(n_A/n_B)^{2N}}\right]^2 \tag{12-50}$$

而有关的对称膜系 $[AB]^N A$ 则得到中间反射率：

$$R_{\max}=\left[\frac{n_m/n_s/n_A^2-(n_A/n_B)^{2N}}{n_m n_s/n_A^2+(n_A/n_B)^{2N}}\right]^2 \tag{12-51}$$

多数情况的结果在图 12-51 中给出。若改变膜堆中任何一层的折射率便能得到中间反射率。显然，对于其他厚度的 R 表示式是复杂的。

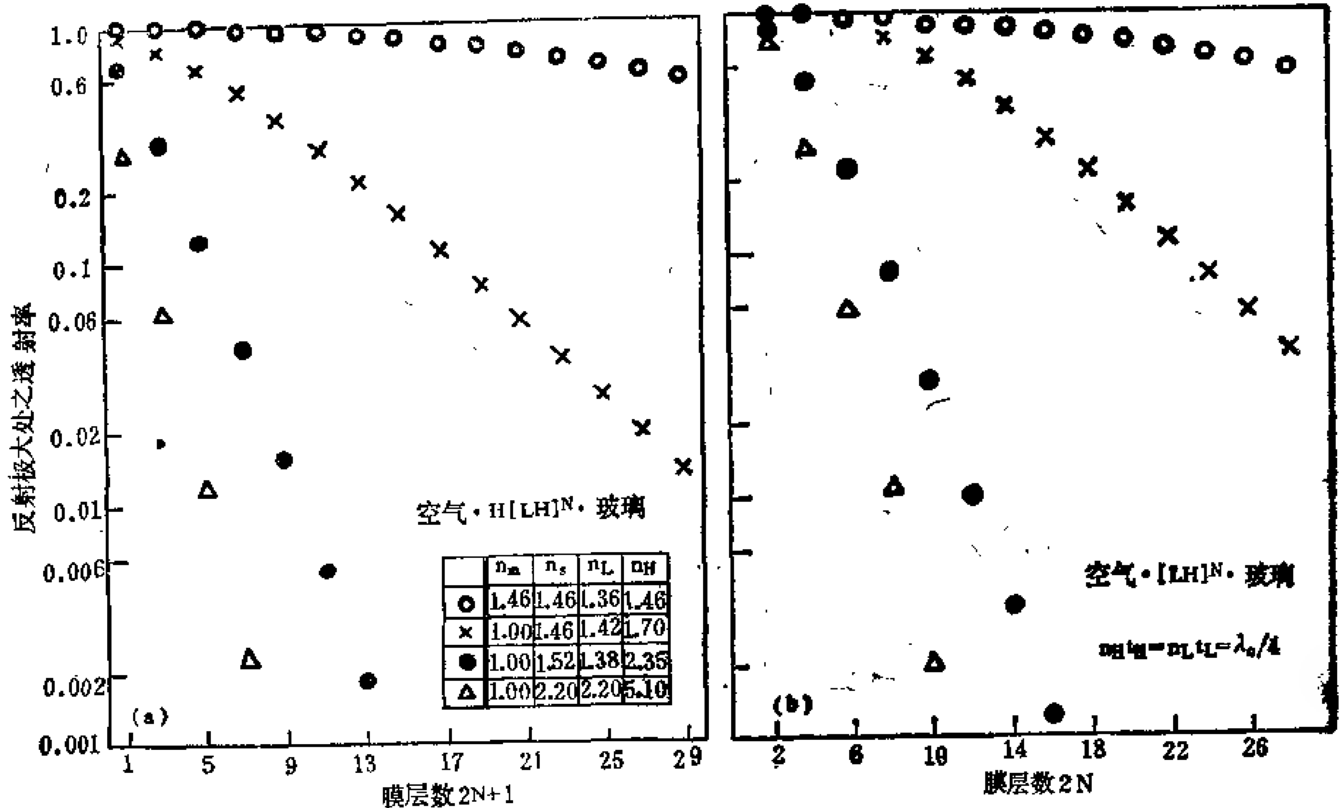


图 12-51　由 MgF_2 和 SiO_2 组成的 1/4 波长膜堆在可见光区域内反射极大处之透射率（o）；由 MgF和MgO 组成的 1/4 波长膜堆在紫外区域内反射极大处之透射率（×），同样（•）表示 MgF_2 和 ZnS 组合；（△）表示 ZnS 和 PbTe 组合在红外区域内反射极大处之透射率。

对于一个给定的 n_A/n_B 来说，其高反射带的宽度 $\Delta\lambda_R/\lambda$ 在 $n_A t_A=n_B t_B=\lambda/4$ 时为最大。由此可得：

$$\frac{\Delta\lambda_R}{\lambda}=\frac{4}{\pi}\sin^{-1}\frac{1-n_A/n_B}{1+n_A/n_B} \tag{12-52}$$

若用 N 级次 1/4 波长膜，则带宽就减少 $2N-1$ 倍。对 $\lambda/4$、$3\lambda/4$、$5\lambda/4$ 膜堆来说，其高反射带的带宽与折射率比例的关系曲线列于图 12-52。两个周期性多层膜若具有相等的折射率比例，则高反射带的带宽也相等。可是它们的反射率却是不一样的，除非周围媒质的折射率也以同样的比例增加（图12-53）。

（三）反射位相变化

从周期性全电介质多层膜上发生位相变化的色散大于金属反射膜。如果不校正的话，则在某些地质和干涉度量应用中会导致误差。如同反射率一样，在高反射带外位相急剧地变化

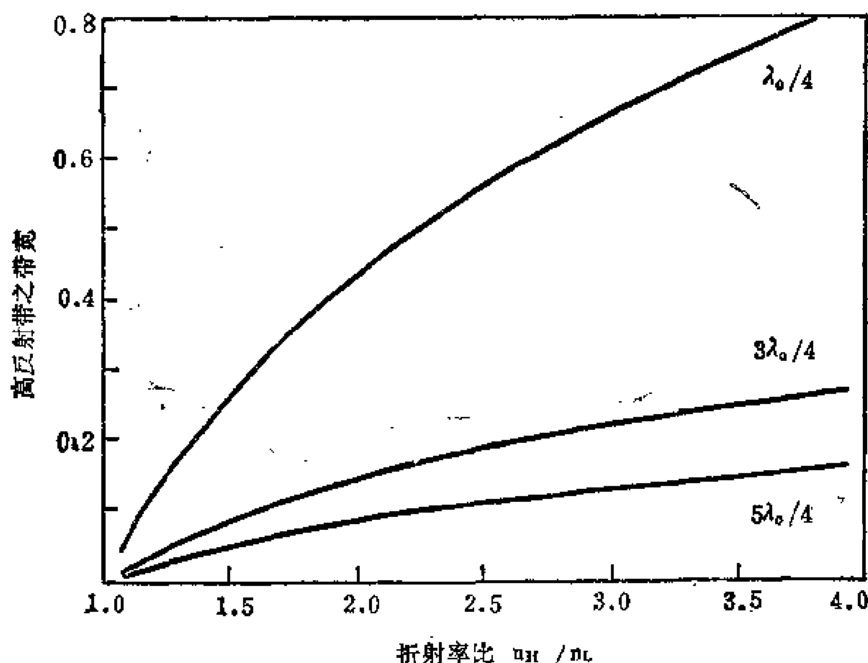


图 12-52　由两种材料组成的周期性膜堆高反射带之计算带宽。膜层之光学厚度为 $\lambda_0/4, 3\lambda_0/4, 5\lambda_0/4$。两种材料选用多种折射率比例。

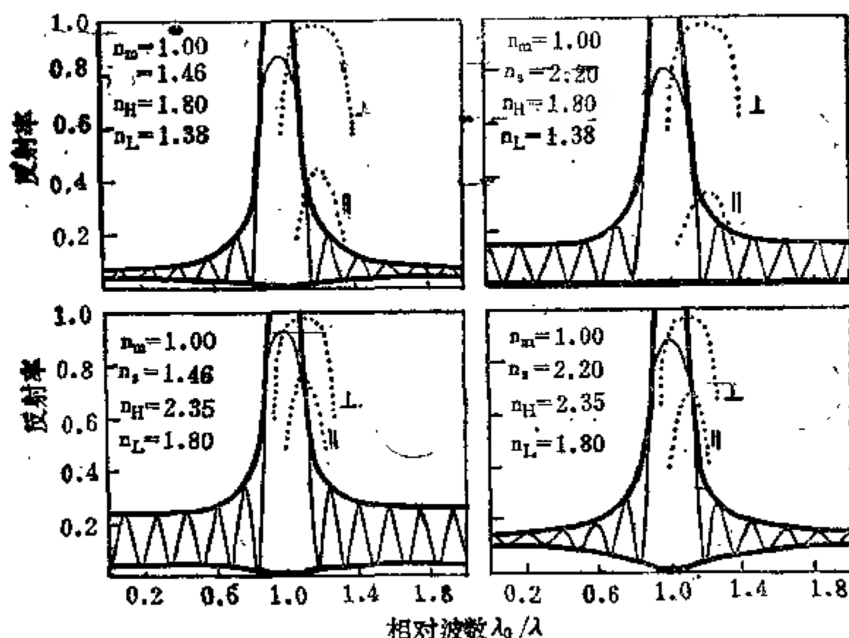


图 12-53　两个 $H[LH]^5$ 型 1/4 波长膜堆的反射率计算曲线。膜堆中 n_H，n_L 取不同的值，而 n_H/n_L 比值是一样的，并镀在两种不同的基底材料上。图中点线表示对 60°角入射光之反射率。

（图12-49）。在高反射带内，它的变化始终随着波数而线性地变化，在 $\lambda_0/\lambda=1$ 处是 180°。曲线的这一部分斜率随着 N 增加而增加，当 N 趋向于无限大时，斜率趋向于极限值。其极限值为（以每单位波长计算）：

$$\left[\frac{d\varepsilon}{d\lambda}\right]_{\lambda_0}=\begin{cases}\dfrac{180\,n_m}{\lambda_0(n_H-n_L)} & \text{对 } n_H \text{ 而言}\\[2ex] \dfrac{180\,n_L n_H}{\lambda_0 n_m(n_H-n_L)} & \text{对 } n_L \text{ 而言}\end{cases}\tag{12-53}$$

并取决于辐射首先入射的是高折射率（n_H）层还是低折射率(n_L)层[36]。若膜堆是由 $3\lambda/4$、$5\lambda/4$……膜层组成，则上述值应乘以 3、5……。

在某些应用中，减少入射角对反射率曲线的影响是很重要的。克服此种影响的途径有两种方法，其一为使用高折射率材料，其二为设法将周期中的高折射率膜层镀得比低折射率膜层厚一些（图 12-50(b)和图 12-77(a)）。

（四）$[(0.5A)B(0.5A)]^N$型周期性多层膜

此种多层膜的结构与$[AB]^NA$型的结构不同，该结构之最外层之厚度仅为其他剩下的膜层厚度之一半[37]。高反射带的位置和宽度在两种情况下是一样的。然而，在$[(0.5A)B(0.5A)]^N$型膜系中，倘若$n_At_A=n_Bt_B$，则有可能减少次极大的高度，不论次极大在主极大（主峰）的一侧还是在主极大的另一侧。有人[38]曾讨论过这种膜系的所有设计参数 N、n_A、n_B、n_s、n_m 的最佳化选择。如果周围介质的折射率 n_s 和 n_m 必须选择某些其他基底，以便使短波或长波透射有所改进，则镀膜材料的折射率 n_A 和 n_B 必须满足：

$$n_s n_m=\frac{n_A}{n_B} \tag{12-54}$$

或

$$n_s n_m=n_A n_B \tag{12-55}$$

该周期性膜系中之 N 乃为周期数。较大的 N 相应的最大反射率能够从图 12-51 中作出初步估计。这种类型的多层膜，在截止滤光片设计中乃是至关重要的，曲线绘制于图12-54，可与图 12-53 中之曲线相比较。

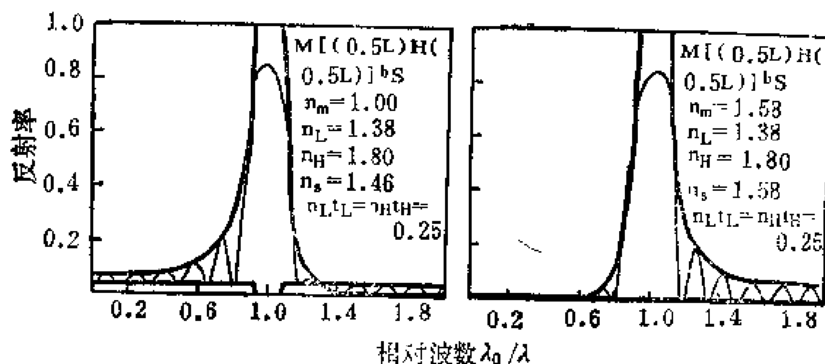


图 12-54　具有$[(0.5L)H(0.5L)]^6$对称性周期的两个多层膜系之反射率计算曲线，其高反射带短波侧和长波侧之反射次峰有所减小

（五）干涉仪和激光器用的全电介质反射膜

前述图 12-49 至图 12-54 的计算数据中，材料光学常数的色散是忽略不计的，并且事先已假定膜层没有吸收和散射，它们的厚度精确地具有所需要的值。可是，实际上这些假设也不是严格地成立的，因而导致实际值与计算值有偏离。一般情况下，高反射带内的部分要比高反射带外更为符合。

许多 1/4 波长反射膜的反射率和透射率测量值用于法布里一珀罗干涉仪是合适的，其曲线示于图12-55。一个典型的商品6328埃激光反射膜的透射率曲线示于图12-56。许多红外光谱区域高反射膜的测量反射率曲线示于图12-57。两种激光反射膜在稀酸中能被溶解，称之为“软”膜，而称之为“硬”膜的激光反射膜只有通过抛光才能除去，在实际使用中是有价值的。

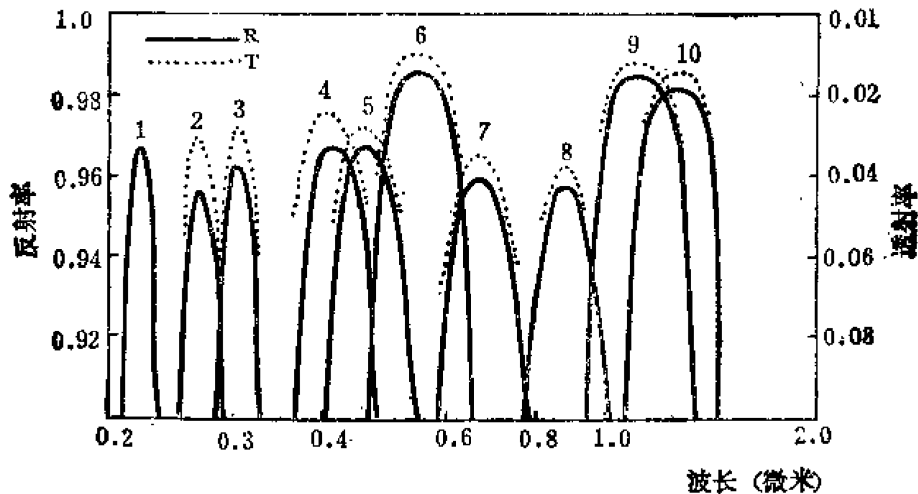


图 12-55　$[HL]^NH$ 型周期性全电介质反射膜在紫外、可见、红外光谱区域内之实测光谱反射率曲线和透射率曲线。曲线 1，MgO 和 MgF_2 膜；曲线 2 和 3，分别为 11 层和 13层PbF_2、冰晶石膜；曲线 4、5、7、8，7 层 ZnS 和冰晶石膜；曲线 6、9 和 10，9 层 ZnS 和冰晶石膜。

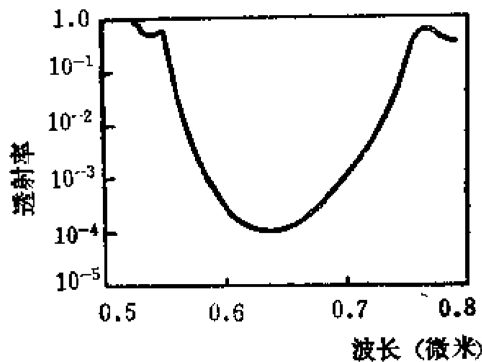


图 12-56　一个激光反射膜之光谱透射率实测曲线

一个 1/4 波长膜堆的膜层厚度误差，对高反射带内的反射率仅有很小影响，但对高反射带外的反射率曲线影响却较大。在高反射带内，膜层厚度误差对反射位相改变的影响也是很小的[39]。在高反射带外，则膜层厚度误差影响也许十分严重。当基底表面有明显的平面度缺陷时，能够产生膜层厚度变化[40-41]。

膜层中实际存在的色散对多层膜是有影响的。就一个已知类型的 1/4 波长膜堆来说，最显著的影响为最大反射率随着波长的减小而增加（参阅图12-55），并且，反射主极大（主峰）两侧的次极大（次峰）是不对称的。

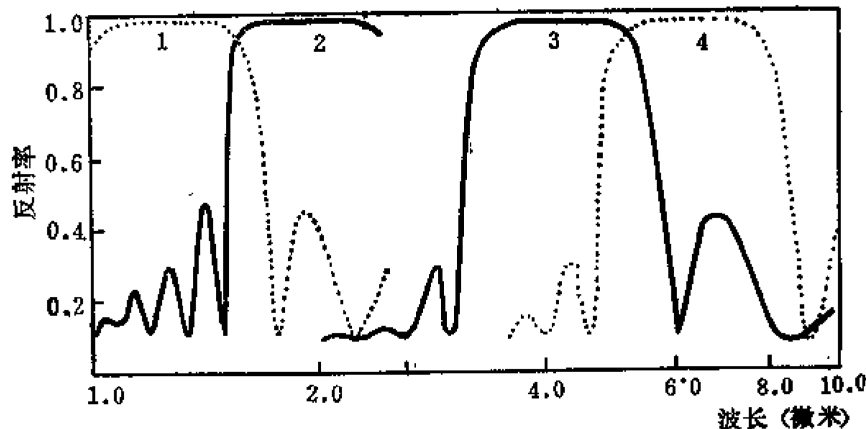


图 12-57　由三氧化二锑和冰晶石组成之全电介质红外反射膜的实测光谱反射率曲线。曲线 1 和 2，镀于玻璃上之$[HL]^4H$ 多层膜；曲线 3 和 4，镀于氟化钡上之$[(0.5L)H(0.5L)]^4$ 多层膜。

至于透射率曲线和反射率曲线之间的歧离，是由于存在吸收和散射之故。这些损失对某些应用来说，限制了反射膜的有用性。譬如，在干涉滤光片和法布里一珀罗干涉仪中，它们

会导致峰值透射率减少，并限制可能达到的半宽度。在光学信息存储器件中，它们限制了可能达到的最高反射率。在激光器里，这种损失直接与激光介质中的增益相抵消。此外，有人[42]已求得，损坏普通电介质镀膜材料需要3至45焦耳/厘米^{2}的能量密度阈值，并与它们的紫外截止波长有关。于是可以提出一种设想：膜层中的吸收也许与激光反射膜中的损坏相应[43-44]。反射膜层的缺陷，目前使横向（TEA）激光器所能得到的功率受到一个限制。因此，人们正在进一步探索吸收少、散射少的镀膜材料[45-46]。

虽然构成周期性1/4波长膜堆的两种材料，具有小而有限的吸收系数，可是其累计起来的合吸收，也会首先减少透射和反射。同时，随着多层膜反射率的增加，所产生的吸收越来越以反射率的损失为代价，进而接近于一个极限值：

$$A=-\delta R=\frac{2\pi n_m}{n^2_A-n^2_B}(k_A+k_B) \qquad (12\text{-}56)$$

这个值与膜层的层数无关。图12-58表明各种1/4波长多层反射膜的最大反射率实测值和吸收极限损失的光谱变化。

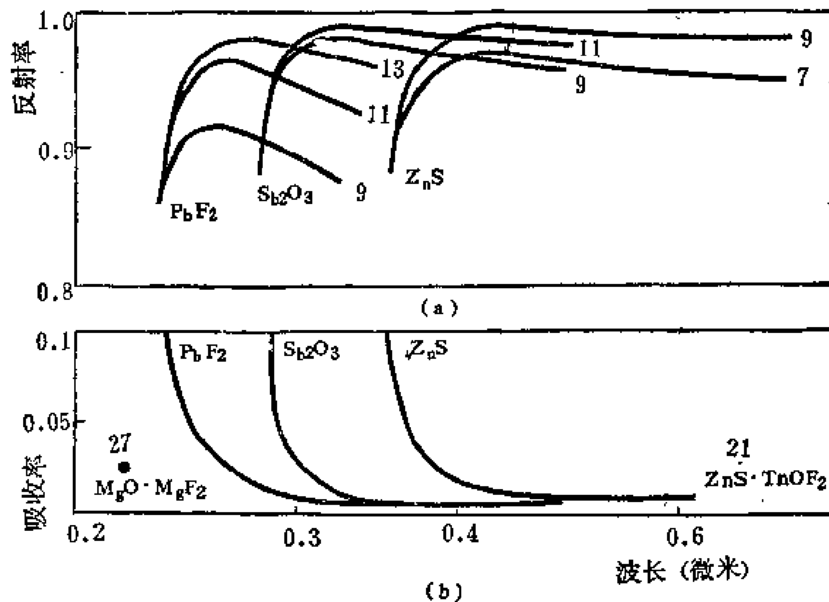


图12-58　由PbF_2，Sb_2O_3，ZnS作为高折射率，冰晶石作为低折射率材料分别组成7层、9层、11层和13层1/4波长膜堆之反射主峰随波长的变化关系。下图（b）中之曲线显示出这些材料之吸收极限值。

因散射而引起的损失也是显著的。然而，用一种特殊的制造工艺，实际上能制造出几乎没有散射损失的反射膜。反射率为99.89%和散射率为0.09%的反射镜已有报导。激光高反射膜乃至激光宽带高反射膜，均可用上述高反射膜系设计而得。关键是镀膜材料的组合，有二氧化锆——二氧化硅组合者，亦有二氧化钛——二氧化硅组合者。而后者的效果更佳。

研究表明，当散射产生时，大多数的散射光在与镜面反射光紧密相挨的方向上。一种典型反射镜的实验结果如图12-59所示。

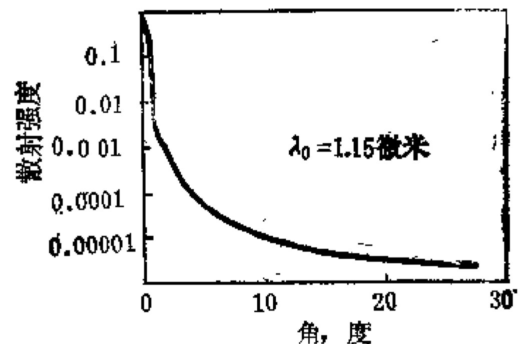


图12-59　实测散射强度随偏离镜面反射角度变化的关系

（六）窄带反射滤光片

窄带反射滤光片能透射除一个窄光谱区域外的所有辐射，而在窄带内，则辐射全部被反射或部分被反射。早先已有人在氯酸钾晶体中观察到此种现象，后继的实验者也观察到类似的现象。然而，遗憾的是目前能够生长的晶体的大小是不够的，且反射带即抑制带的位置和宽度是不能控制的。故用晶体来实现非常窄的带宽和高抑制也是困难的。经研究，一个$[AB]^N A$型的1/4波长膜堆可作为这种滤光片结构[47—48]。

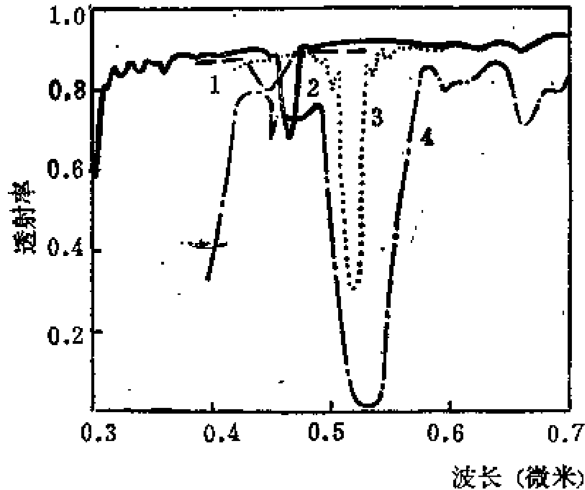


图 12-60　几种窄带反射滤光片之实测光谱透射率曲线

由图12-51和图12-52可得，折射率比例n_A/n_B越接近于1，反射带的宽度越窄，越需要更多的膜层才能实现一定的抑制（反射）。为了减少层数，应利用较高折射率比例n_A/n_B、膜层厚度为1/4波长的奇数倍。这是可以实现的，其结果是相邻的较高级次和较低级次的反射峰更接近。谐振反射板就是这种类型膜的一个最好的例子。图12-60表示许多具有各种不同宽度和衰减度的窄带反射滤光片的实测透射率曲线。抑制相对较低的滤光片可充作校正滤光片之用[49]。

近年来有人[50]已经阐明，如何使一个负滤光器的抑制带两侧的透射带同时最佳化。设一个多层膜系的两侧是同一种介质，并且是对称的。用符号$C(AB)^N AC$、$DAC(AB)^N AC\text{-}AD$……表示之，其中A、B、C、D是在设计波长处的1/4波长光学厚度的膜层。且有

$$n_m = n_s = n_A \tag{12-57}$$

而折射率n_C、n_D以一个较复杂的形式取决于n_A和n_B。这些多层膜设计中，所用之不同材料的数目越大，其透射区域的性能越好。

有人[51]根据与天线理论相类似的观点提出过两种设计窄带反射滤光片的方法，给出非周期性的、等波纹设计。此种设计方案中之所有膜层具有相等的厚度而折射率不同，或者是仅由两种材料组成，但又具有许多不同的厚度，其结果是滤光片的透射特性得到改善。

（七）谐振反射板

在目前某些高能激光器中，即使是“硬”蒸发膜也经受不起能流密度的冲击，可以使用谐振反射板来做试验[52]。它们是由一个或几个空气做间隔层的平行薄片所组成，薄片厚度为毫米数量级，由一个刚性好的光学质量高的材料构成。因为入射在薄片上面的激光辐射的相干长度长，所以在薄片内就会产生如薄膜内发生一样的干涉现象。谐振反射板可以考虑为一个干涉级次很高的1/4波长反射板，并且可以应用前述的所有公式。

由石英和蓝宝石制成的谐振反射板有商品可资利用。因为石英的折射率低于蓝宝石的折射率，欲达到同样的折射率就需要较大数目的石英薄片。可是，石英的价格要比蓝宝石便宜得多，且对温度的敏感性较低。一片式、二片式、三片式、四片式蓝宝石谐振反射板的计算反射率曲线示于图12-61。最近有一种方法[53]，使用扩散掺杂的石英薄片来设计谐振反射板。掺杂过程会使石英薄片的折射率在0.5微米波长范围内平滑地增加，从石英本身的折射率起增加到表面处约2.0左右。有时就需要它作为一个有意义的较少见的元件，借以实现给定的

反射率。

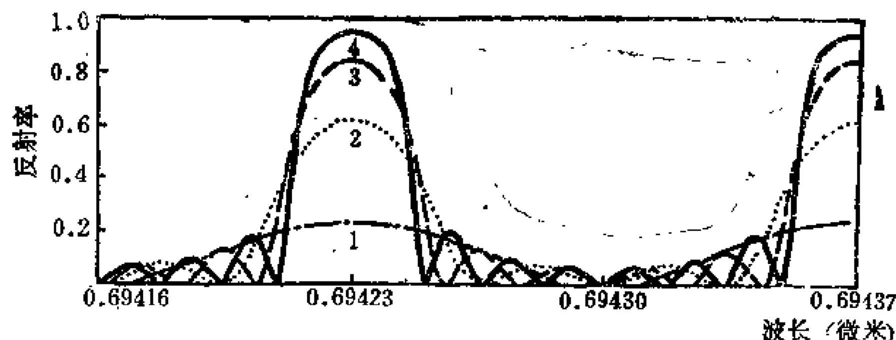


图 12-61　由一个、二个、三个和四个蓝宝石薄片（$n=1.7$）组成的谐振反射板之光谱反射率计算曲线。薄片之光学厚度和其间空气间隔层之光学厚度假定为 1.7 毫米。

（八）全电介质宽带高反射膜

实际工作中需要宽带高反射膜。欲得到一个具有宽的高反射带的膜系有几种方法。当然，用一个 1/4 波长膜堆是达不到的。人们可以将中心波长不同的两个 1/4 波长膜堆叠加起来，组合成一个宽带高反射膜。当使用现有最高折射率比例的材料时，最宽的高反射带连接便能达到，而膜层的厚度要这样来选择，使得两个反射带正好连接（参阅图 12-62）。欲需要很宽的反射带，则要叠加更多的 1/4 波长膜堆。如果两个高反射带重叠，则必须特别小心防止在高反射带内出现一个尖的反射极小，亦即透射次峰[54]。至于用这种叠加方法得到一个很均匀的高反射率适中的高反射膜是不容易的。

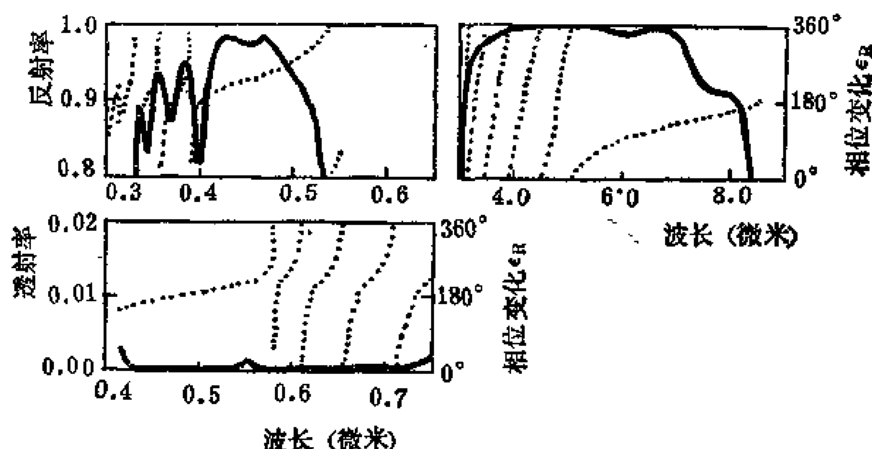


图 12-62　由叠加两个高反射带相连的 1/4 波长膜堆组成的全电介质宽带反射膜之实测反射率曲线。图中点线则表示反射位相变化的计算值。

另一种方法是将一组高低折射率交替的、厚度递增或递减的膜层淀积到基底上（图 12-63）。利用一个多层膜系也能得到一个宽的高反射带，该膜系中之膜层厚度是所选定波长的

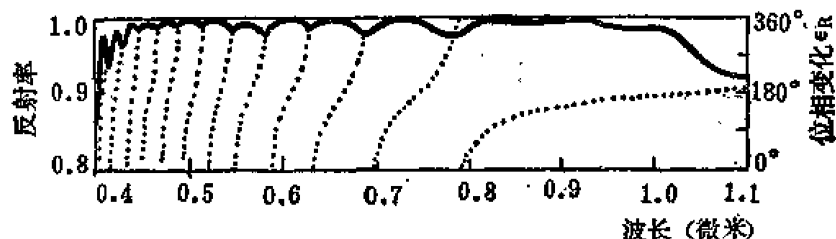


图 12-63　由高低折射率材料组成的 35 层全电介质宽带反射膜之计算反射率曲线。其膜层之光学厚度以几何级数变化。

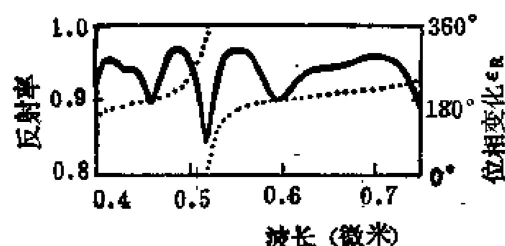


图 12-64 11层全电介质宽带反射膜之计算反射率曲线。其膜层之光学厚度以 0.13 的不同倍数变化。

1/4 的不同倍数（参阅图 12-64）。

如果所需之高反射带内反射率，只需要相当小的增加，或者只需要一个均匀的（对波长而言）又适中的高反射率，则利用计算机修改程序，或插入一个消色差的 $\lambda/2$ 附加层的方法，来修改四分之一波长膜堆的厚度和折射率，就能实现设计的效果。这几种反射膜的测量特性曲线示于图 12-65 和图 12-66。供紫外光谱区域用的反射率适中和高反射率的宽带高反射膜亦已有报导[55]。尤其是 λ 为 172 毫微米处的真空紫外高反射膜，更为出色。它以氟化钙为基片，镀以四分之一波长三氧化二铝和四分之一波长氟化钠交替组成的高反射膜。对 172 毫微米波长处的反射率大于 90%。

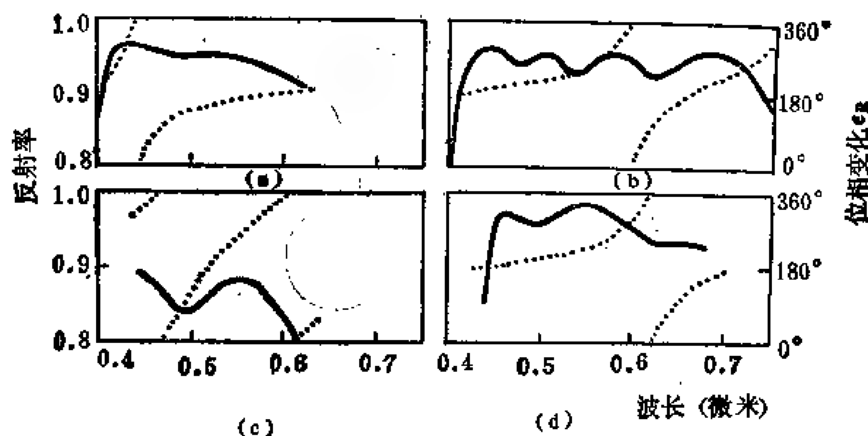


图 12-65 按计算机修改程序设计的全电介质宽带反射膜之实测反射率曲线。

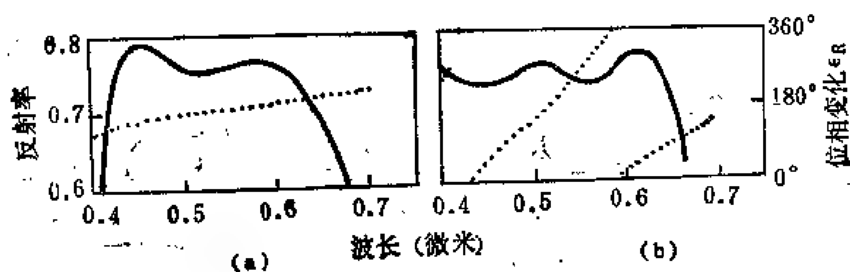


图 12-66 反射率适中之消色差全电介质反射膜的实测反射率曲线。膜系中除 1/4 波长膜堆外，尚附加 1/2 波长消色差膜层 (a)；而 (b) 是按修改程序设计的。

从宽带反射膜表面上反射时，位相变化是随着波长而急剧地变化着的。这种变化要比从 1/4 波长膜堆上反射位相变化来得快，对某些计量学应用来说是一个缺点。这种急剧变化的另一个后果是，在膜层存在着系统性不均匀性的情况下，能够给出基板平面度缺陷的影响[41]。而图 12-65(c) 和图 12-66(b)所表示的宽带反射膜的设计，则力图减少这种影响。

在某些实际应用里，并不需要光谱区域很宽的高反射带，而是需要在两个分立的波长上或两个分离得很开的波长上获得高反射。为举例起见，在图 12-67 中列出在 0.6328 和 1.15 微米波长处同时对激光起作用的三种不同类型的计算反射率曲线。还有一种方法是由 1.15

微米波长处的三级次 $\lambda/4$ 膜堆组成，在图中没有显示。该膜系的总光学厚度是其他三种膜系的总厚度的约 2.5 倍。

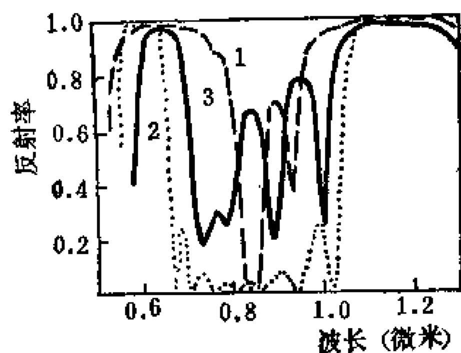


图 12-67　一个在 0.63 微米和 1.15 微米波长处同时高反射的膜。曲线1，中心波长在两个预定波长处之两个 1/4 波长膜堆叠加的计算反射率；曲线2，2 比 1 膜堆之计算反射率；曲线3，按自动合成程序设计由两种材料组成的高反射膜之实测反射率，其膜层之光学厚度为0.6328微米处 $\lambda/4$ 的整数倍。

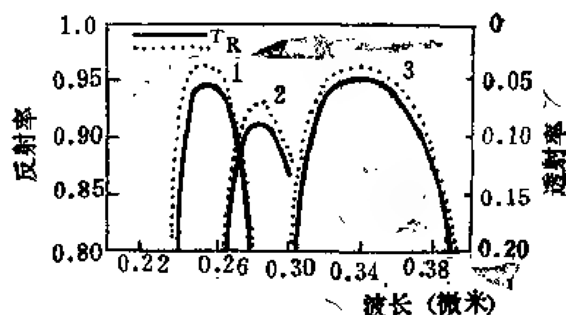


图 12-68　半透明铝膜加镀 1/4 波长膜堆之后紫外反射率增加。曲线1和 2，加镀 PbF_2 和 MgF_2 十一层膜；曲线3，加镀 Sb_2O_3 和 MgF_2 九层膜。

（九）金属——电介质反射膜

倘若将一个 1/4 波长电介质膜堆加镀到一个金属膜反射镜上，反射镜之反射率有显著的增加。电介质膜第一层之厚度调整到适应金属膜界面上之反射位相变化[56]。然而，在高反射区域之任何一侧光谱反射率曲线会出现一个凹坑。应用于紫外光谱区域之三种金属—电介质反射膜之实测光谱反射率曲线示于图12-68。

紫外铝反射镜亦需要加合适的 MgF_2 或 LiF 膜加以保护，避免因氧化而致反射率下降

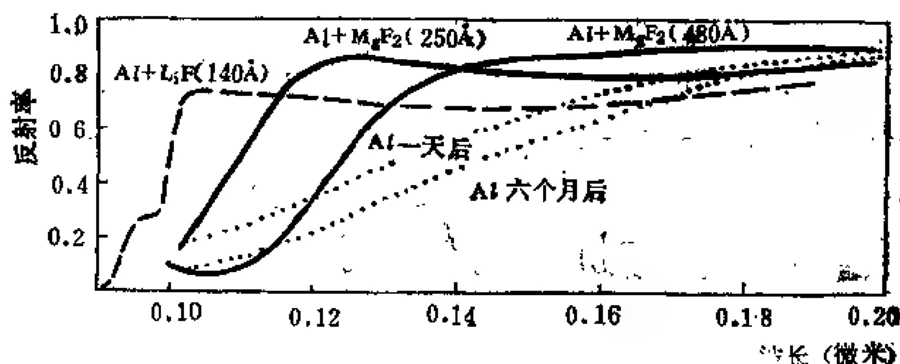


图 12-69　未加保护之铝膜和加镀 MgF_2、LiF膜之铝膜的光谱反射率实测曲线。保护膜 MgF_2 和 LiF之膜层厚度于图中标出。

（图 12-69）。在远紫外，利用不同方式来增加反射率已有报导。将半透明的铂膜镀到不同的基底上，使得 0.0584 微米和 0.0736 微米波长处反射率为 19.3% 和 12.8% 的不透明膜分别增加 2.8% 和 3.8% 的反射率[57]。对于空间应用来说，将合适厚度的铝膜镀在铱上，在远紫外波长处能获得高达 40% 和 52% 的反射率（图 12-70）。

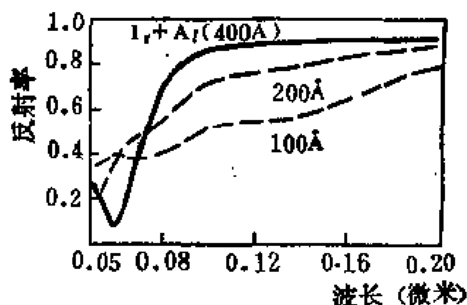


图 12-70　铱反射镜加镀不同厚度铝膜之光谱反射率计算曲线

第三节 干涉滤光片

一、全电介质截止滤光片

理想的截止滤光片应该抑制某一个波长以下的辐射，并透射所有该波长以上的辐射，反之亦然。当然，现实的截止滤光片不是完美无缺的。于是除截止波长之外，透射区域的斜率、透射区和抑制区的范围以及平均透射率值都必须详细规定。这些量与理想值的允许公差大大取决于应用要求。大多数全电介质截止滤光片是根据周期性多层膜来设计的，一般以1/4波长膜堆为基础。为了避免在1/4波长膜堆的透射带内出现透射次极小（次峰），常用的方法是在膜堆的两侧利用1/8波长的膜层。另一种用的次数较少的方法是调整整个1/4波长膜堆的所有膜层的厚度，来使通带内的透射曲线平滑。还有一种方法是在膜堆的任何一端加折射率均匀膜[58]和非均匀膜[59]。

短波截止透射滤光片之透射区域，仅仅受所用材料透射特性的限制。在长波截止滤光片中，透射区域因出现高级次反射极大而限制。对于基本周期为三种不同材料组成的多层膜来说，有可能抑制主极大2倍、3倍和4倍波数地方的反射极大（图12-71）。

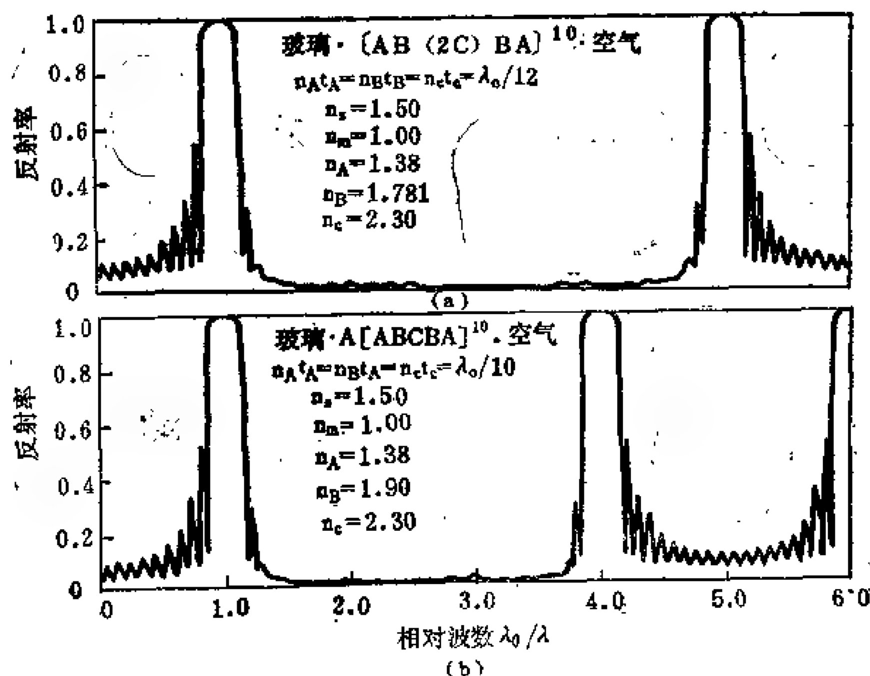


图12-71 由三种材料组成的周期性多层膜之计算反射率曲线，高级次反射次峰受抑制。

利用一个由折射率非均匀膜层组成的周期，而该非均匀膜层具有特殊的折射率轮廓，于是高级次反射极大就能被抑制[59]。图12-72表示这两种实验膜系的测量结果，其中在$1/\lambda_0$的三倍和九倍处的反射极大被抑制。

对一个短波和长波截止滤光片来说，通过抑制区域的透射率分别在0.01%和0.1%之下。若欲需求的抑制还要高，则可用二个或三个一组的滤光片替换，它们彼此以一个小角度放置。

前述膜系$[(0.5A)B(0.5A)]^N$的高反射区域的宽度能够从图 12-52 中估计出来。延长短波截止滤光片的抑制区域所必须的材料并不缺乏，而扩展长波截止滤光片的合适材料的数目，却受较多的限制。常常必须使用薄膜来扩展截止区域。此外，人们可将两个或多个截止滤光片的抑制区域，调谐到不同的波长处。具体的做法是将这样的膜镀到不同的基底上，或镀到同一块基底的相对的两面上[60]。

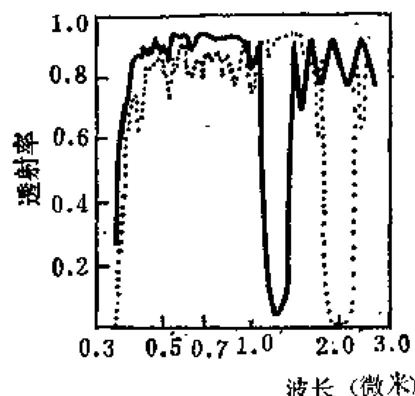


图 12-72　周期性多层膜之实测透射率曲线。采用含有一层折射率非均匀膜层的周期，使较高级次的反射次峰受到抑制。

斜率是描写截止滤光片的一个重要参量，由许多方法定义之。有一种实用的定义为：

$$\left|\frac{\lambda_{0.8}-\lambda_{0.05}}{\lambda_{0.5}}\right|\times 100\% \qquad (12-58)$$

式中　$\lambda_{0.8}$——透射率为滤光片最大透射率的 0.8 处的波长；

$\lambda_{0.05}$——透射率为滤光片最大透射率的 0.05 处的波长；

$\lambda_{0.5}$——透射率为滤光片最大透射率的 0.5 处的波长。

斜率随着周期数和折射率比例的增加而增加。

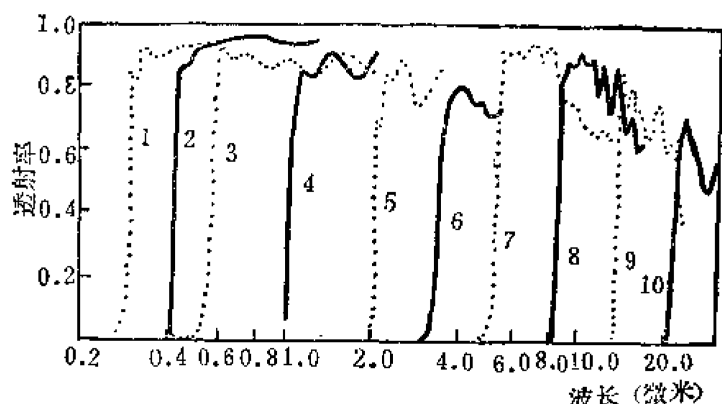


图 12-73　一组短波截止滤光片之透射率曲线

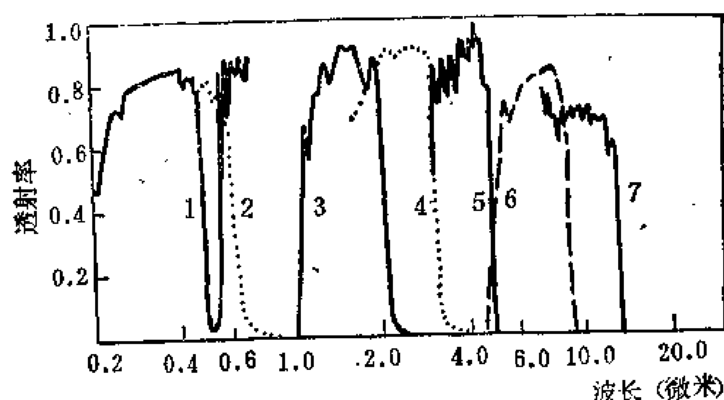


图 12-74　一组长波截止滤光片之透射率曲线

许多有商品可资利用的短波和长波截止滤光片的光谱透射率曲线示于图 12-73 和图 12-74。当然，对适用中间波长的类似滤光片也能设计。

反热镜和冷光镜是截止滤光片在实际应用中的最精彩的两个例子。就一般而论，从碳弧光灯发出的可见光仅仅是总辐射的 39%，而从工作于 3250 开尔文的钨丝灯发出的可见光仅仅是总辐射的13%。至于剩余下的大多数能量是红外辐射，它一般转化为热吸收。电影放映机、电视和电影制片厂用的聚光灯和其他光学仪器中使用的反热镜和冷光镜，会使这种无用的热量有一个相当数量的减少。

反热镜可以说是一种特殊的长波截止滤光片。其截止波长为 0.7 微米，而在 0.4 至 0.7微米波长范围内透射可见辐射，并不影响彩色平衡。抑制区域的宽度取决于所用的光源和吸热玻璃。三种典型的反热镜的光谱透射率曲线示于图 12-75(a)。

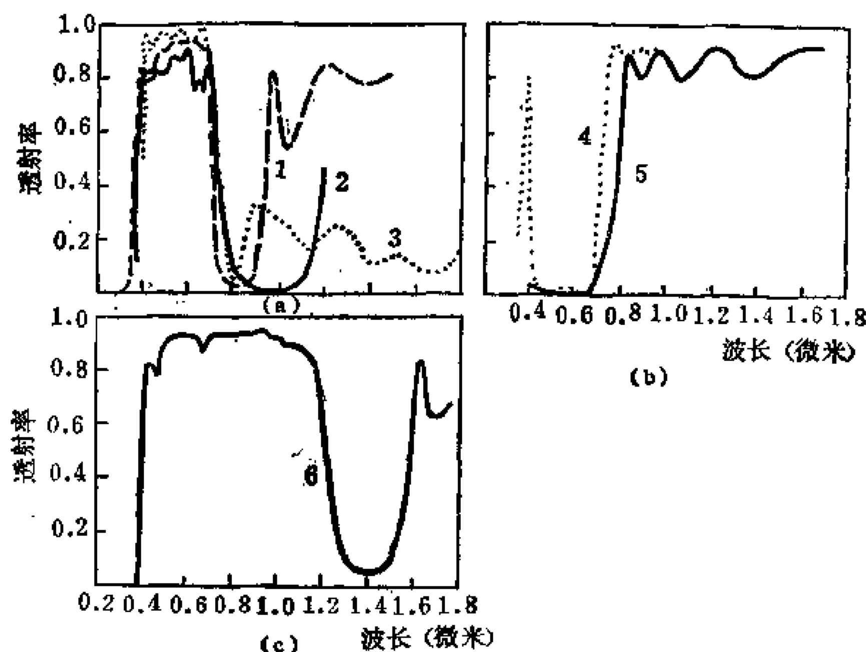


图 12-75 热控制用多层膜之实测性能。(a) 反热膜；(b) 冷光镜；(c) 蓝一红太阳电池复盖膜。

有的反热膜不基于周期性多层膜系结构，其测量光谱透射率曲线和反射率曲线示于图12-76。

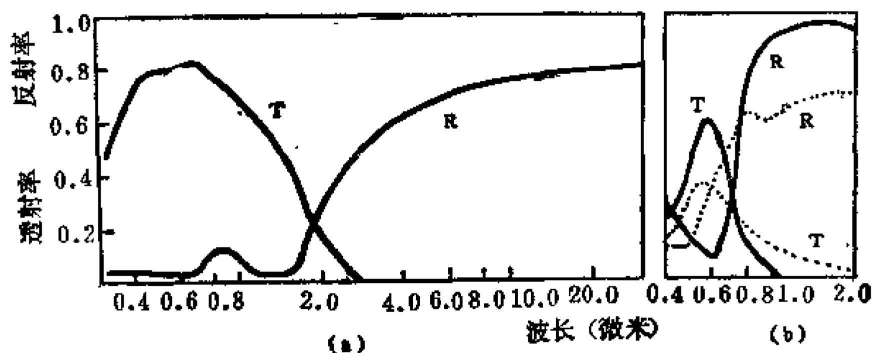


图 12-76 两种具有反热性能的非周期性膜。(a) 喷涂的二氧化锡导电膜；(b) 一个金膜（点线）和一种宽带金属——电介质膜滤光片之透射率和反射率曲线（实线），该滤光片具有一个总厚度一样的半透明金膜。

与反热镜相反，冷光镜是尽可能多地反射掉入射在其上面的可见光，透射剩余的热辐射。两种典型冷光镜反射曲线如图12-75(*b*)所示。

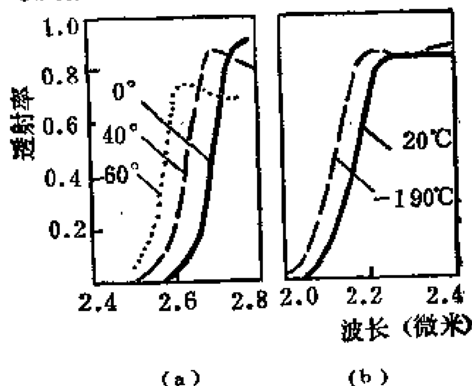


图 12-77 (a) 入射角对截止滤光片性能的影响；(b) 温度对截止滤光片性能的影响。

太阳电池复盖膜也是截止滤光片实际应用的一个例子。太阳电池复盖膜消除对电池的电力输出没有贡献的入射太阳能量，并保护电池免受紫外辐射之损害[61]。一个蓝——红太阳电池的复盖膜的光谱透射率曲线示于图12-75(*c*)。较早的蓝太阳电池复盖膜（图12-73曲线2）仅保护电池免受紫外辐射的不良影响。

截止滤光片的截止边随着入射角的增加而向较短的波长方向移动。只要使用较高的折射

率材料便可减少入射角影响。一个截止滤光片的测量结果示于图 12-77(*a*)，该滤光片是采用高折射率层膜厚三倍于低折射率膜层。

除了入射角对截止滤光片影响之外，温度对截止滤光片也是有影响的。由于光学材料的折射率始终随着温度而线性地增加，因此会引起截止边向较长的波长方向移动。在实际的滤光片中，3×10^{-5}℃ 至 10^{-4}℃ 之间的变化，相应于波长几分之一埃的变化。折射率越高的材料趋向于对温度越为敏感。显然，用它来构成对入射角和温度变化两者均不敏感的滤光片是困难的。一个截止滤光片在两种温度之下的测量性能示于图 12-77(*b*)。

二、法布里—珀罗干涉滤光片

法布里——珀罗干涉滤光片的基本组分是两个反射板和中间相隔的间隔层。有许多不同的形式（参看图 12-78 至图 12-82），如金属膜的、全电介质膜的，但基本上是一个低级次法布里——珀罗干涉仪。因此，可以充分应用由干涉仪发展起来的理论[18]。

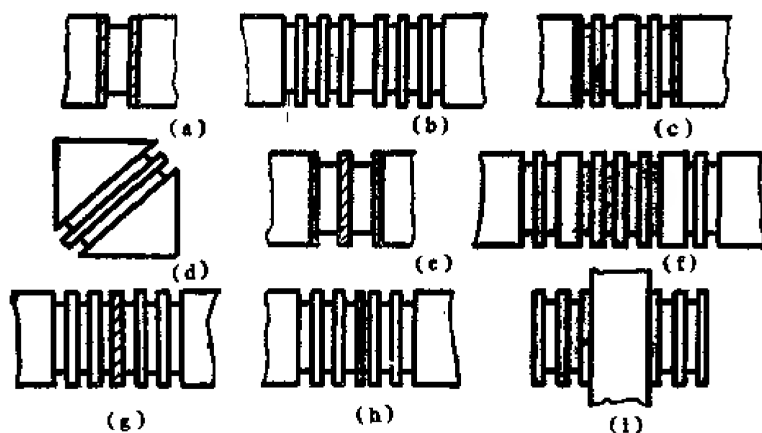


图 12-78 各种类型的带通干涉滤光片的示意图：(a) 至 (c) 为反射膜，分别为金属膜、电介质膜、金属—电介质膜之法布里—珀罗干涉滤光片；(d) 受抑全反射滤光片；(e) 和 (f) 具有金属和电介质反射膜之矩形多腔滤光片；(g) 诱增透滤光片；(h) 位相分离干涉滤光片；(i)间隔层为云母或石英的法布里—珀罗干涉滤光片。

在不考虑基底内的吸收和多次反射的情况下，法布里—珀罗干涉滤光片的透射率由下式给出：

$$T=\frac{T_R^2}{(1-R)^2+4R\sin^2\delta} \tag{12-59}$$

式中 $T_R=\sqrt{T_1T_2}$； $R=\sqrt{R_1R_2}$ (12-60)

T_1、R_1 和 T_2、R_2 分别为第一个和第二个反射板的透射率和反射率。从间隔层中来看，δ 由下式可得：

$$\delta=\frac{2\pi}{\lambda}nt\cos\phi+\varepsilon \tag{12-61}$$

$$\varepsilon=\frac{\varepsilon_1+\varepsilon_2}{2} \tag{12-62}$$

式中 n——间隔层的折射率；
t——间隔层的厚度；
ϕ——间隔层的折射角；

ε_1、ε_2——分别是波长为 λ 的入射辐射从间隔层和第一个反射板、第二个反射板界面上的反射位相变化。

在下述波长处出现透射率 T 极大值：

$$\lambda_t = \frac{2nt\cos\phi}{k-\varepsilon/\pi} \qquad k=0,1,2\cdots\cdots \tag{12-63}$$

最大透射率 T_0 为：

$$T_0 = \left(\frac{T_R}{1-R}\right)^2 = \left(\frac{1}{1+A/T_R}\right)^2 \tag{12-64}$$

式中　$A=1-T_R-R$，是反射板的平均吸收。

最小透射率 T_{min} 为：

$$T_{min} = \left(\frac{T_R}{1+R}\right)^2 \tag{12-65}$$

与 T_{min} 相应的波长位置为：

$$\lambda_{min} = \frac{2nt\cos\phi}{k-\varepsilon/\pi} \qquad k=\frac{1}{2},\ \frac{3}{2},\ \frac{5}{2}\cdots\cdots \tag{12-66}$$

若 T_R 和 R 在波长 λ_t 和 λ_{min} 处实质上一样，则抑制比例由下式而得：

$$\frac{T_{min}}{T_0} = \left(\frac{1-R}{1+R}\right)^2 \tag{12-67}$$

当 $R>0.7$ 时，可得透射带的半宽度表示式为：

$$\frac{\triangle\lambda_{0.5}}{\lambda_0}\times 100 \doteq \frac{1-R}{\sqrt{R}}\ \frac{100}{\dfrac{2\pi nt\cos\phi}{\lambda_0} - \lambda_0\dfrac{\partial\varepsilon}{\partial\lambda}} \tag{12-68}$$

就一个给定的干涉级次而言，半宽度和抑制比例是不能独立变化的。以下的近似公式：

$$T \doteq \frac{T_0}{1+4[(\lambda-\lambda_0)/\triangle\lambda_{0.5}]^2} \tag{12-69}$$

对 λ_0 附近的波长内，$\partial\varepsilon/\partial\lambda$ 为较小数值的法布里——珀罗滤光片是适用的。呈现出一个宽形线形状，有 $\triangle\lambda_{0.1}=3\triangle\lambda_{0.5}$，$\triangle\lambda_{0.01}\doteq 10\triangle\lambda_{0.5}$。因此整个法布里——珀罗干涉滤光片的波纹系数为 10。

三、带通滤光片

（一）金属—电介质干涉滤光片

金属—电介质干涉滤光片，是迄今为止最早制成的、第一个带通干涉滤光片[62]。它由两片部分透明的高反射金属膜和一层电介质膜为中间间隔层的两种膜层组成。以符号表示为 *MDM*（图 12-78(*a*)）。最好的金属反射膜，通常是采用铝膜和银膜，分别相应于 0.125 至 0.34 微米和 0.34 至 3.0 微米光谱区域。这类型的许多滤光片的光谱透射率曲线示于图 12-79。

在间隔层—金属反射膜界面上的反射位相变化是一定的，并影响透射极大的位置。由于反射位相变化的色散能够忽略不计，因此，其半宽度仅仅与金属膜的反射率和间隔层的干涉级次有关。半宽度为 1% 至 8% 的滤光片是常见的。金属膜的 A/T 比例不是很小，所以最大透射率是有限制的。最大透射率为 40% 也是相当常见的。倘若需求半宽度较窄和波长较短的滤光片，则采用透射率为 20% 数量级。当然，这与具有类似半宽度的全电介质干涉滤光

片的透射率相比要低得多。尽管如此，这种金属—电介质干涉滤光片仍然是常用的。因为它的透射率，除了一级次和高级次透射极大处是高的之外，其他波长处一直是低的。所以配合用卡次峰的修饰滤光片也是容易的。实际上，一级次的干涉滤光片在长波侧不需要用任何卡次峰的修饰滤光片，抑制带基本上是好的。如果既需要一个较好的抑制带，又允许透射率低一些的话，则可以用两个同样的滤光片胶合起来即成（图 12-79 曲线 6）。

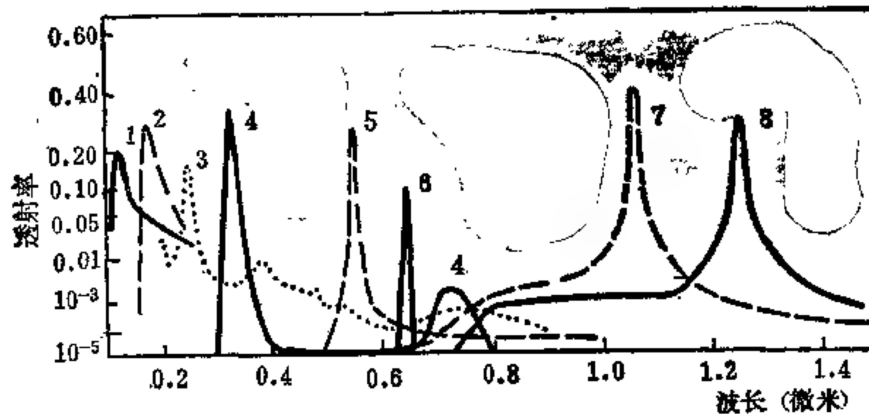


图 12-79　具有金属反射膜的法布里—珀罗滤光片之实测透射率。图中只有曲线 6 表示两块一样的滤光片胶合在一起的透射率曲线。其他数字表示的曲线均代表一片滤光片。

（二）全电介质干涉滤光片

鉴于金属—电介质干涉滤光片透射率比较低，我们又再次讨论全电介质干涉滤光片。一般来说，0.2 微米以上的金属膜反射板能够被一个全电介质 1/4 波长膜堆来代替。这样的滤光片用符号表示为 $[HL]^N 2H[LH]^N$ 或 $H[LH]^N 2L[HL]^N H$，H 和 L 分别表示 1/4 波长高折射率膜层和低折射率膜层，N 为反射膜堆中的整个周期数目。在间隔层与这样一个反射膜堆边界面上的反射位相变化是不影响 λ_0 的位置的。然而，反射位相变化的色散则是受限制的，它取决于所用的材料，而且对低级次的间隔层来说，引起透射带半宽度很明显的减少。倘若对反射膜堆和间隔层的级次加以合适的选择，则可以在可见光谱区域获得 0.1% 和 5% 之间任何一种带宽，并且保持一个有用的抑制比例。

全电介质法布里—珀罗滤光片的最大透射率达不到 1 的，因为膜层中存在着吸收、散射、厚度和折射率的误差，故此最大透射率受到一定的限制而不能达到 1。在可见光谱区域的中心部分，最大透射率为 0.8、半宽度为 1% 的滤光片是很容易实现的，且无须卡次峰的修饰滤光片。这样的曲线可随着 λ_0 逐渐递减到 0.2 或 20 微米。可是，半宽度较窄的滤光片会变成没有实际意义，因为它达不到可资利用的透射率。

如果构成反射膜堆的两种镀膜材料，在本身的抑制范围内尚存在着透射次峰，而且该透射次峰的透射率与主峰的最大透射率相差不太大，则常常需要在长波侧和短波侧附加上卡次峰的修饰滤光片。这会引起滤光片的主峰透射率有相当的降低。对红外和紫外光谱区域的滤光片来说，加了修饰滤光片之后，透射率损失 30% 至 40% 亦并非是不常见的。

在可见和红外光谱区域内，由于存在着许多非吸收的机械性能好、坚硬的镀膜材料，故常常推荐采用矩形带通干涉滤光片。此种矩形带通干涉滤光片具有较好的波纹和较高的抑制比例。然而，全电介质法布里—珀罗滤光片在紫外光谱区域仍然是有吸引力的，因为紫外光谱区域缺乏非吸收的机械性能好、坚硬的镀膜材料，且膜厚监控比较困难。而远红外光谱区

域也仍然需要法布里—珀罗滤光片，理由与紫外相仿，只不过远红外需要更厚的膜层，以致制作较为困难。

许多典型的全电介质法布里—珀罗滤光片的透射率实测曲线均列于图 12-80。所有的曲线绘制在同样的波长坐标上，以便比较。

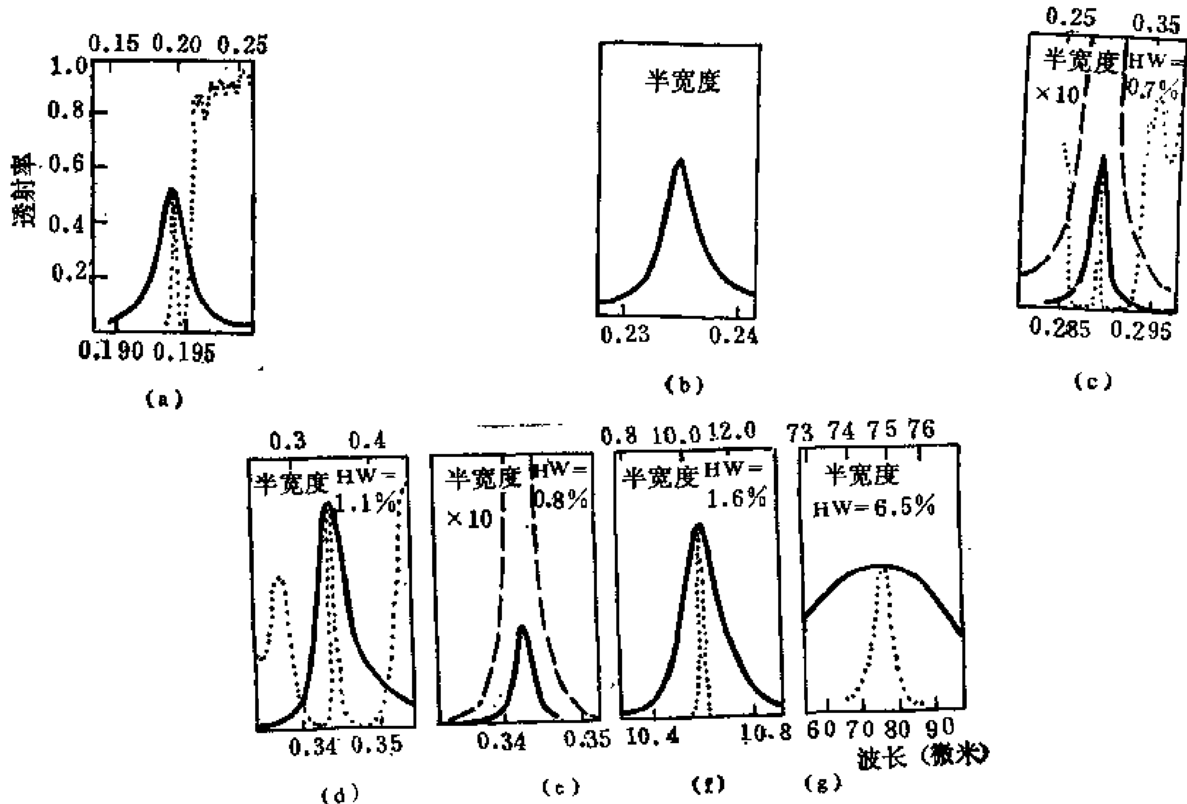


图 12-80　具有窄半宽度的各种全电介质法布里—珀罗干涉滤光片之实测透射率曲线。

此外，还有一种滤光片，在法布里—珀罗滤光片原型上作一些改型，即将原来的金属反射膜上，再附加上几层电介质膜来提高金属膜之反射率。整个滤光片特性比原型有所提高（图 12-78(c)）。

（三）带通干涉滤光片

一个理想的带通滤光片，乃是在一个光谱区域内透射所需的入射辐射，而抑制所有的其他辐射。一般用透射范围的宽度和中心波长来描述此种滤光片。至于实际的滤光片并不是完美无缺的，而是需要用较多的参数才足以描述它们的性能。

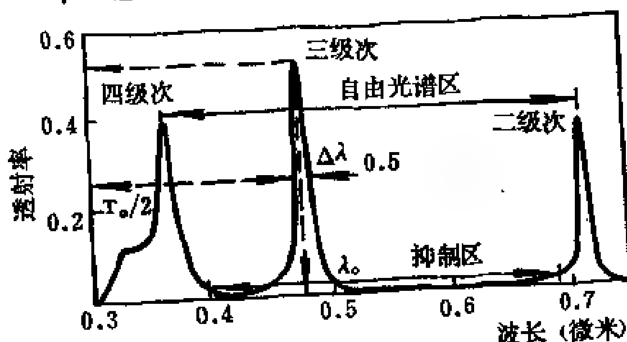


图 12-81　描述窄带通滤光片所用一些术语的定义。图中表示一个不带修饰的二级次法布里—珀罗型金属—电介质干涉滤光片之实测透射率曲线。

通常，透射带的位置是随着产生最大透射率处的波长 λ_{max} 的变化而定的。滤光片的通带相对于 λ_0 是对称的，或者换句话说是通带一段曲线重心 λ_c 的光谱中心。峰值透射率 T_0 可以计入或不计入所用基底或修饰滤光片内部的吸收。修饰滤光片用来除去干涉滤光片的远

离主透射带的不需要的透射次峰（图 12-81）。

滤光片的半宽度 $\Delta\lambda_{0.05}$ 是两个透射率为 T_0 一半之处的波长之差，通常以 λ_0 之百分数表示。同理，百分带宽 $\Delta\lambda_{0.01}$ 类似地定义之。比率 $\Delta\lambda_{0.01}/\Delta\lambda_{0.5}$ 有时称之为波纹系数，它表示出透射带怎样地"矩形化"，有时则采用与带宽相应的透射率的其他系数来定义它。滤光片的最小透射率 T_{min} 则不计入修饰滤光片的影响。T_{min}/T_0 这个量称之为抑制率。

（四）矩形多腔带通滤光片

鉴于法布里—珀罗干涉滤光片通带形状呈尖头形，导致入射辐射能量透射有一定的损失。于是设计出一种矩形多腔带通滤光片，力图使通带形状为矩形，克服法布里—珀罗干涉滤光片的一些缺点。这种滤光片是将法布里—珀罗滤光片的基本结构重复两次或更多次。其反射膜可以由金属膜构成，也可以由电介质膜构成（图 12-78(*e*)）和(*f*)）。

举例来说，$[HL]^N(2H)[LH]^NC[HL]^N(2H)[LH]^N$ 表示一个全电介质矩形滤光片。其中 $[HL]^N(2H)[LH]^N$ 法布里—珀罗结构就重复两次。表示式中之 1/4 波长膜层 C 称之为耦合层或连结层，半波长厚度的间隔层 2 H 常称之为腔。当然，有时为了改善通带的透射率或滤光片的角度特性，则制作得与上述模型略有所不同。此种类型的较窄带多腔滤光片之半宽度与法布里—珀罗基本结构滤光片的半宽度没有多大差别。随着腔的数目增加，波纹系数亦随之减少，似乎不依赖于材料[63]。单腔、双腔、三腔、和四腔滤光片的波纹系数分别近似于 11、3.5、2.0 和 1.5。如果滤光片整个是 $\lambda/4$ 膜层组成，欲在抑制区域内获得最小透射率一般来说是可以实现的。至于与法布里—珀罗滤光片所不同之点是，它的半宽度和抑制比例能够独立地变化，如图 12-82 所示。多腔矩形滤光片的峰值受膜层中残余吸收的影响要比法布里—珀罗滤光片来得少一些。此外，若是将金属—电介质矩形滤光片胶合起来，就能增加抑制区域（图 12-83 曲线 5）。

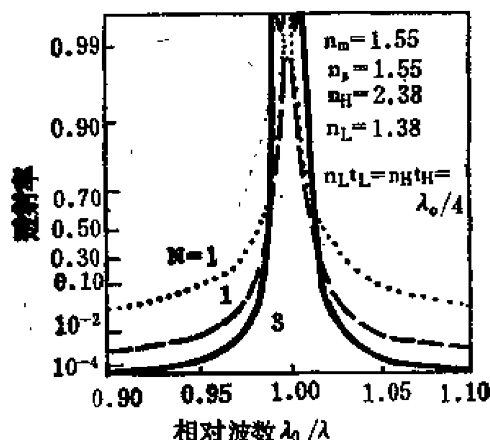


图 12-82　带通滤光片之计算透射率曲线，透射率以密度对数坐标表示。膜系为：空气・{[(0.5H)L(0.5 H)]³ H[(0.5 H) L (0.5 H]³}^{N}・玻璃，$N=1・2・3$。

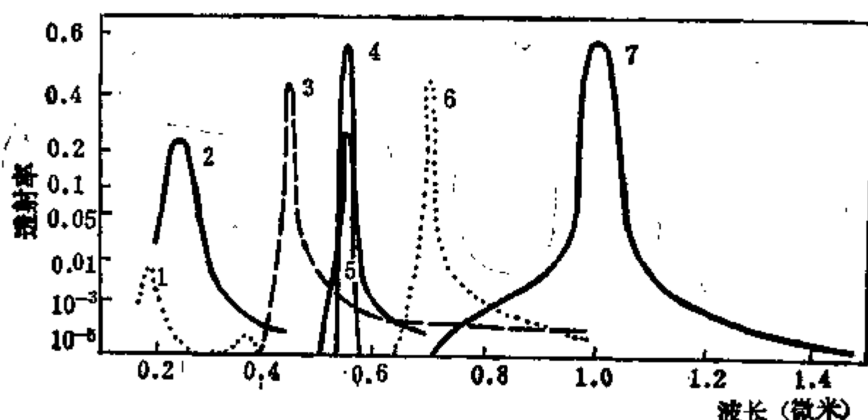


图 12-83　具有金属反射膜的矩形带通滤光片之实测透射率曲线。其中曲线 5 相应于两块同样滤光片胶合之后的透射率。

（五）间隔层为各种材料的法布里—珀罗滤光片

根据理论，法布里—珀罗干涉滤光片的半宽度随着间隔层级次的增加而减少。可是实际上增加蒸发膜间隔层的光学厚度，并不能使半宽度无限制地减少。因为当蒸发膜间隔层厚度超过约两个波长时就会变得太粗糙。倘若用一片云母薄片来代替间隔层两边的任何一个反射膜，则有可能设计出一个高级次的滤光片（图 12-78(*i*)）。在 0.45 至 2.0 微米波长区域内已设计出半宽度为 0.01%和 0.1%的云母干涉滤光片，其透射率为 30%至 80%[64]。透射峰之波长位置可在几分之一埃的精度里定位，尚且不随时间而改变。整个滤光片之均匀性为 在 2 至 5 厘米直径范围内保证足够地均匀。正因为干涉级次很高（70 至 700 级次），自由光谱范围是十分小的。所以对大多数应用来说，必须加辅助的滤光片。除非云母的厚度是特别选择的，云母的双折射现象将会引起透射带分裂为两个互相垂直的偏振分量。可是，在某些应用中，利用此种现象却是有利的。一个供分离 H_α 谱线的云母干涉滤光片之光谱透射率曲线示于图 12-84(*c*))。

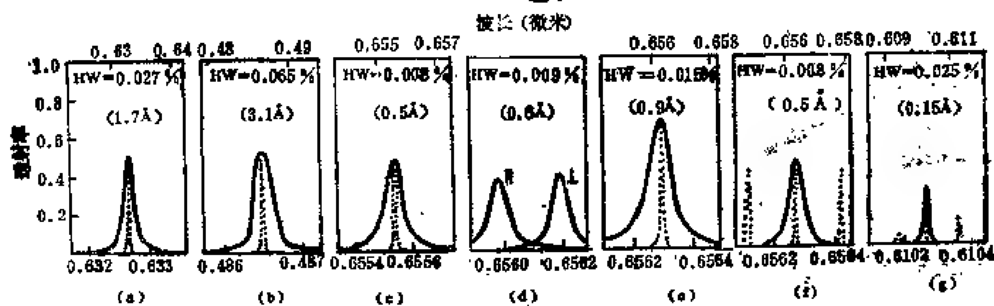


图 12-84 半宽度小于 0.1% 之超窄带通干涉滤光片的实测透射率曲线。(*a*)、(*b*) 为蒸发膜间隔层；(*c*) 供H_α 谱线用之云母干涉滤光片；(*d*) 云母干涉滤光片，对互成垂直的偏振有两个透射带，(*e*) 单层、(*f*)(*g*) 双层石英间隔层之干涉滤光片。图中点线表示一个扩展光谱区域内滤光片之透射率。

除了云母片之外，另有一种用熔融石英作间隔层的窄带通滤光片[65]。试将一个好的熔融石英平面作为基底，镀以全电介质反射膜。这个镀膜面与另一个平面是光学接触。石英平面是经过精磨、抛光之后成为所需要厚度的间隔层，再加镀第二个反射膜便构成窄带通滤光片。正如云母滤光片那样，透射带的位置是很稳定的。而且透射率要比云母滤光片还高，此乃熔融石英高度透明、没有双折射之故。一个典型的石英滤光片具有清晰孔径为 3.5 厘米，半宽度为 0.007%，对非偏振光的透射率为 45%。石英间隔层的滤光片最大的优点是石英材料易得，所设计出的矩形带通滤光片能使抑制比为 5×10^4 数量级（图 12-84(*f*)），半宽度还可以做到 0.002%那样窄（图 12-84(*g*)）。

（六）宽带通滤光片

所谓宽带通滤光片是指半宽度在 10%至 40%范围内的滤光片，能够用以前所述的方法设计出来。这种具有较宽透射带的滤光片，通常可用短波通和长波通滤光片组合而成，而其截止点则在所要求的波长上。截止滤光片可以是全电介质的（图 12-73 和图 12-74），玻璃的或明胶滤光片（图 12-5 和图 12-9），或者是镀有减反射膜的红外材料。某些短波通或长波通滤光片，其本身就可以考虑作为宽带滤光片。截止滤光片可以组合成为一个滤光片，也可以将它们镀到分立基底上去。在这种排列中，所有全电介质短波通和长波通滤光片的截止位置能够对所要求的波长独立地调整。更进一步说，能够组合许多独立的滤光片成为一套，以便有可能构成具有不同半宽度和峰值波长的宽带滤光片。

透射带很宽的滤光片也能做得到。即由两个合适配置的长波截止滤光片组成。而这两个长波截止滤光片用一个合适的匹配层连接起来(图 12-85(*a*))。欲得一个高抑制带和波纹系数接近于 1 的高透射宽带滤光片，可用自动计算机程序来设计[66]（图 12-85(*b*)）。

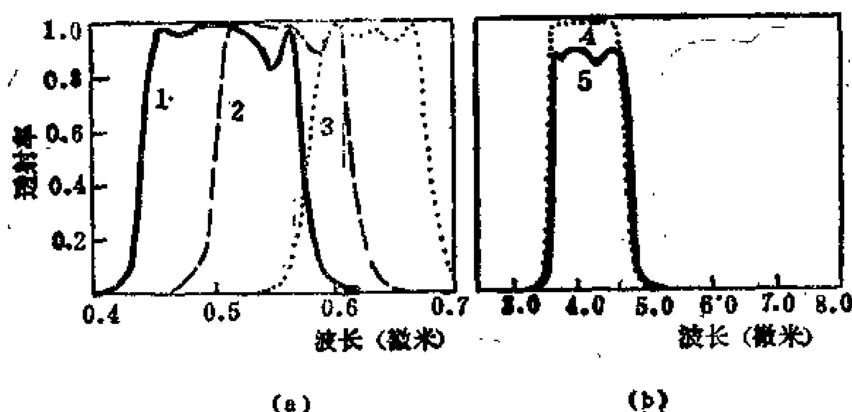


图 12-85　宽带透射滤光片 (*a*) 由两种合适的长波截止滤光片叠加而成的三种滤光片之计算透射率；(*b*) 采用自动合成程序设计的滤光片之透射率计算曲线 (4) 和实测曲线 (5)。

（七）带通干涉滤光片特性随角度之变化

随着入射角的逐渐增大，一个典型的带通滤光片的最大透射率的波长位置，向较短波长方向移动。随着入射角的进一步增大，最大透射率和半宽度亦随之恶化。透射带变成不对称的，可能分裂为两个互相垂直的偏振分量的两条曲线（图 12-86(*a*))。若入射为非平行光束，则恶化更甚。

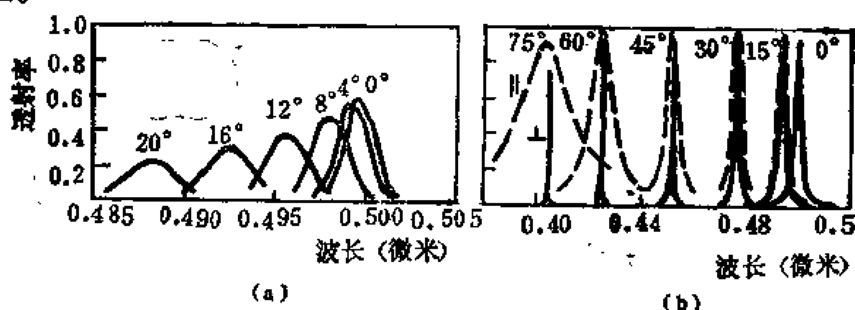


图 12-86　全电介质干涉滤光片之角度特性。(*a*) 一个典型干涉滤光片的光谱透射率随入射角变化的实测曲线。(*b*) 一个滤光片的计算透射率曲线；其中该滤光片对两种偏振情况之透射带峰值在非垂直入射时相吻合。该滤光片之膜系为：空气・$[HL]^4(2A)[LH]^4$・玻璃，其中$n_Ht_H=n_Lt_L=n_At_A=\lambda_0/4$，$n_s=1.52$，$n_m=1.00$，$n_H=2.30$，$n_L=1.38$，$n_A=1.825$。

当入射角为小于 20° 的一些 θ 角时，带通滤光片的特性可以采用滤光片有效折射率 μ^* 的概念作定量描述。任何一个法布里—珀罗滤光片的两个邻近的透射峰之间透射率 T 以 μ_* 单位表示为[67]：

$$T=\frac{T_0}{1+\left[\frac{2(\lambda-\lambda_0)}{\Delta\lambda_{0.5}}+\frac{\lambda_0}{\Delta\lambda_{0.5}}\frac{\theta^2}{\mu^{*2}}\right]^2}\tag{12-70}$$

式中　μ^*—有效折射率，

$\mu^*=(n_Hn_L)^{1/2}$　对高折射率膜层为间隔层而言；

$\mu^*=\left[\frac{n_L^2}{1-(n_L/n_H)+(n_L^2/n_H^2)}\right]^{1/2}$　对低折射率膜层为间隔层而言；

$\Delta\lambda_{0.5}$—半宽度；

T_0—垂直入射下的最大透射率（在 λ_0 波长处）；

以 μ^* 为结构参数，已求得全电介质法布里—珀罗滤光片、双腔间隔层滤光片、金属—电介质法布里—珀罗滤光片和诱增透滤光片的公式。在入射角 θ 内，峰值透射率位置的变化($\delta\lambda$)，和半宽度的变化($\Delta\lambda_{0.5}$)，分别为：

$$\left(\frac{\delta\lambda}{\lambda_0}\right)_\theta = -\frac{\theta^2}{2\mu^{*2}} \quad (12\text{-}71)$$

$$\frac{(\Delta\lambda_{0.5})_\theta}{\Delta\lambda_{0.5}} = \left[1+\left(\frac{\theta^2\lambda_0}{\mu^{*2}\Delta\lambda_{0.5}}\right)^2\right]^{1/2} \quad (12\text{-}72)$$

对半角 α 的会聚辐射来说，相应表示式为：

$$\left(\frac{\delta\lambda}{\lambda_0}\right)_\alpha = -\frac{\alpha^2}{4\mu^{*2}} \quad (12\text{-}73)$$

$$\frac{(\Delta\lambda_{0.5})\alpha}{\Delta\lambda_{0.5}} = \left[1+\left(\frac{\alpha^2\lambda_0}{2\mu^{*2}\Delta\lambda_{0.5}}\right)^2\right]^{1/2} \quad (12\text{-}74)$$

（八）带通滤光片的稳定性和温度依赖性

带通滤光片透射峰位置的稳定性，已由许多工作者加以研究[68]。所观察到的变化（λ_0 的 1% 以上），似乎很大程度上依赖于材料和制作条件。在蒸发膜间隔层滤光片中，由于膜层吸收水蒸汽致使膜层结构变化，因而使滤光片发生不可逆变化。现在，许多制造者已能通过使用稳定材料来使这些效应减少到最小，改善制造工艺，加速人工老化过程。至于间隔层为云母和石英的滤光片，则没有观察到此种变化。

工作温度的变化，一般来说，并不明显影响带通干涉滤光片的半宽度和峰值透射率[69]。然而，含有半导体膜层如锗膜的滤光片则例外，在高温时就有显著的吸收。就一般而论，透射峰随着温度的增加而线性地向长波方向移动。所移动的量在很大程度上取决于间隔层的材料。温度系数以摄氏每度改变 λ_0 的百分比表示。在 0.3 至 1.0 微米光谱区域内，以蒸发膜为间隔层的滤光片之温度系数在 2×10^{-4} 和 3×10^{-3} 之间[70]。红外滤光片之温度系数为 2×10^{-3} 和 2×10^{-2} 之间[71]。间隔层为云母的滤光片为 1×10^{-3}[64]，石英间隔层的滤光片亦与此相仿。

四、其他干涉滤光片

（一）楔形滤光片

如果一个带通滤光片的所有膜层厚度是按一定比例镀在基底表面，则其透射峰位置也按一定比例排列。这样的楔形滤光片本身就可以作为干涉滤光片，对变化波长来说也是有利的。它的波长变化可以沿着直线或圆周产生。一般沿着圆周变化对实际是很有用的，因而它本身就会降低设计成本，设计出一个小而轻、快速扫描、坚固和环境稳定性好的分辨率适中的单色仪。已有人[72-73]详细描述过一种圆形波长渐变滤光片，其波长按角度线性变化，并给出若干楔形滤光片作参考。有一种圆形可变矩形曲线的滤光片用于 0.4 至 25 微米光谱区域，分别具有 1% 至 12% 之间不同的半宽度。最大透射率可以在 15% 至 75% 之间变化。两种圆形可变滤光片的典型曲线示于图 12-87。抑制水平有可能做到 0.1% 和 0.01%。

（二）诱增透滤光片

一个金属膜层的两侧叠加上合适的多层电介质膜，则其透射率有显著的增加（图 12-78

零五

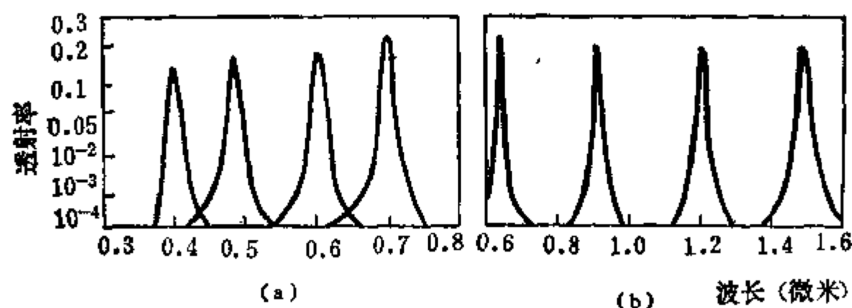


图 12-87　两种圆周可变矩形滤光片在不同的角位置处之透射率。
(*a*) 供可见光谱区域之用；(*b*) 供近红外光谱区域之用。

(*g*)）。例如，能够在一个 0.03 微米厚铝膜上，诱导出一个在 $\lambda=0.25$ 微米处透射率为 65% 的滤光片。当它们直接镀在一个石英基底上时，只透射同样辐射的 2.5%[74]。诱导透射率高度敏感于波长，能够用来设计含有一层和较多层金属膜层的带通滤光片。许多诱增透滤光片，要比普通类型金属—电介质滤光片有更好的长波衰减特性。其峰值透射率接近于全电介质滤光片。这些实验性制作的诱增透滤光片的性能示于图 12-88。

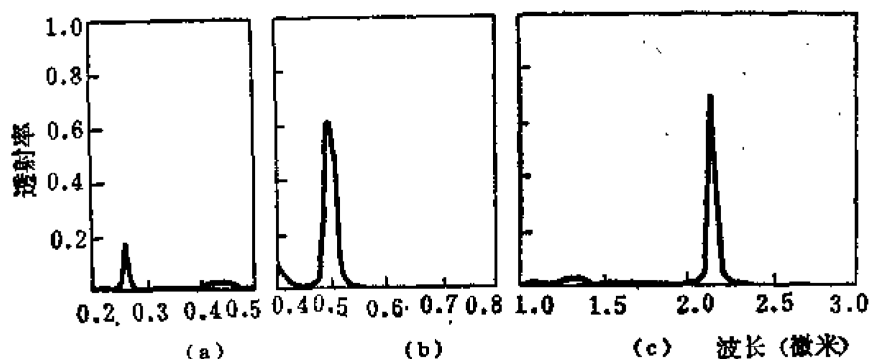


图 12-88　用于紫外、可见、红外光谱区域的诱增透滤光片之实测透射率曲线。

（三）光束分离器

光束分离器是一种将入射光束分离成为两束光谱成份近似相等，但沿两个不同方向传播的器件。光束分离器的四种不同物理方式图示于图 12-89。其中最简单的一种是由一个膜层镀在一个透明平行平面基底上而组成的。如果要求分离后的光束以同样的位相移动，则要采用一个胶合的光束分离器（图12-89(*b*)）。上述形式所引起的透射光束的横向位移，能够用一个光束分离立方体(立方棱镜)避免之（图 12-89(*c*)）。为了减少系统内的杂散反射光，上述光束分离器的自由表面要镀以减反射膜。图中胶片式光束分离器是很轻的，也是很坚固的[75]。

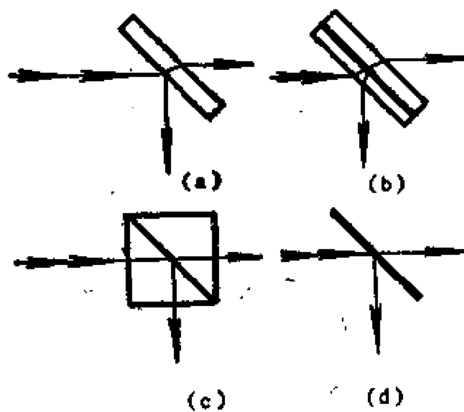


图 12-89　光束分离器类型 (*a*) 单片式；(*b*) 双片胶合式；(*c*)棱镜立方体光束分离器；(*d*)胶片式光束分离器

试讨论光束分离器的一些特性。一般来说，透射率 T 和反射率 R 取决于入射辐射的偏振。然而，在中性光束分离器里，量 $\frac{1}{2}(R_{\parallel}+R_{\perp})_{\theta=45^\circ}$ 始终接近于垂直入射条件下的反射率。

至于有吸收的非胶合的光束分离器的反射率取决于入射方向。T 和 R 的最佳值取决于应用。例如，对双筒非偏振显微镜的目镜来说，最重要的要求是 $T_{\parallel}+T_{\perp}=R_{\parallel}+R_{\perp}$(图 12-90(*a*))。对于一个垂直反光板来说，$R_{\parallel}T_{\parallel}+R_{\perp}T_{\perp}$应该最大（图 12-90(*b*))。在有些干涉仪中，最大干涉条纹对比的条件要求 $R_{1\parallel}T_{\parallel}=R_{2\parallel}T_{\parallel}$ 和 $R_{1\perp}T_{\perp}=R_{2\perp}T_{\perp}$（图12-90(*c*))。这个条件可由非吸收材料胶合的光束分离器加以满足，或者由吸收性的胶合光束分离器得以满足。有一种需要是要求反射位相变化对进入光束分离器相对两面的光束一样。此种要求亦不难满足，只要膜层全由 $\lambda/4$ 全电介质膜堆组成，于设计波长处即能满足。然而，不能采用非胶合的金属膜光束分离器。

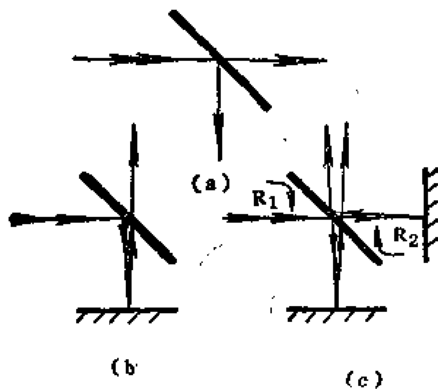


图 12-90 使用光束分离器之三种不同方式

光束分离器对自然光的最大反射率和透射率 $R_{\parallel}$，$R_{\perp}$，$T_{\parallel}$ 和 $T_{\perp}$ 应该全部接近于 0.5。然而，这样一个膜层并不自然显示出直接透射或反射强度的最好比例，因为它首先要经受多次反射。光束分离器通常要求在一个宽光谱范围内是均匀的，因科耐(*Inconel*，铬镍铁合金)膜就能满足这种需要，可是它也有三分之一的入射辐射要通过吸收而损失掉。消色差全电介质光束分离器是比较理想的，已由许多人加以研究[76-77]。其主要性能是，反射率和反射位相变化均是消色差的。几种光束分离器的测量特性示于图 12-91 和图 12-92。

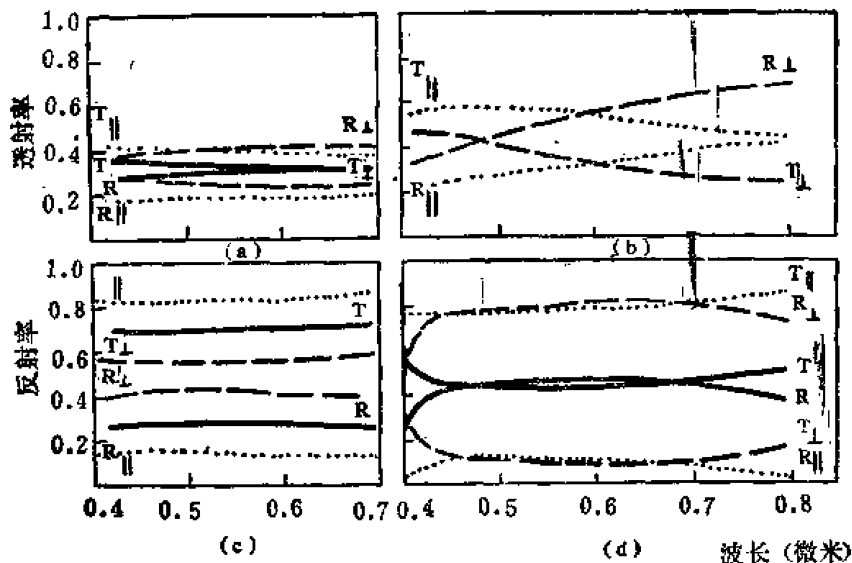


图 12-91 各类光束分离器对偏振光和非偏振光之实测光谱透射率曲线。(*a*) 为镀因科耐(*Inconel*，铬镍铁合金)膜薄片；(*c*)为镀电介质膜之光束分离薄片；(*b*)和(*d*)为镀银和镀电介质膜之光束分离器立方棱镜。

就各种技术应用来说，必须将一个光束分离为不同颜色的几个部分。全电介质彩色选择光束分离器（二向色镜）就用于此目的。此种全电介质光束分离器实际上损失很小，其透射波长能够随意选择。它们基本上是由截止滤光片组成的，设计来用于 45° 入射角。光谱特性

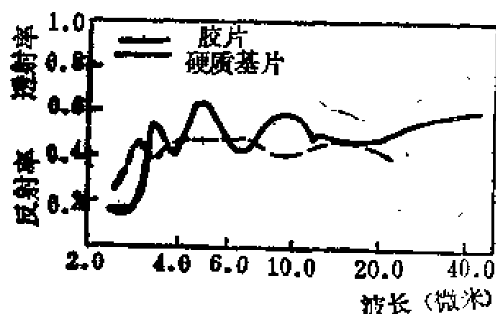


图 12-92　由一个合适的镀膜基片和胶片组成的红外光束分离器

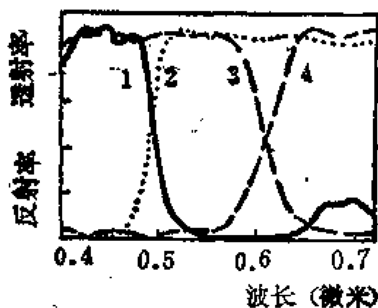


图 12-93　四种彩色选择光束分离器之实测光谱透射率曲线

曲线通常稍微依赖于入射辐射的偏振。有人[78]已研究过供电视摄象机用的二向色光束分离器。研究各种入射角和膜层厚度变化对色度坐标的影响。如果需要，偏振影响能够通过附加截止滤光片的分立元件减少之。各种彩色选择光束分离器的典型透射率曲线示于图 12-93。

（四）薄膜干涉偏振片

膜系的光学特性与斜入射辐射的偏振面之间存在着一定的关系，常用来设计薄膜干涉偏振片。目前已能设计紫外、可见、红外光谱区域的干涉偏振片。每当需要大面积、低损耗的偏振片时，它们是特别有意义的。一般可以分单层膜偏振片和多层膜偏振片。参阅第十一章第四节。

根据光学原理，人们总归能找到这样一个入射角，使得镀有 1/4 波长有效厚度膜层的镀膜基底，仅仅反射垂直于入射面的偏振辐射而透射平行于入射面的偏振辐射[79]。有效的单层膜透射偏振片即据此特性设计而成。它所用的玻片数目自然要比常用的一堆波片式的偏振器要少得多，且性能相等（图 12-94）。不同数目基底和不同折射率 n 膜层以及不同的偏振角，可组成几套薄膜偏振片。它们所能达到的偏振度 P 的计算度数示于图 12-95。而实验结果则与计算结果紧密相符。在一个倍频波长间隔范围内，偏振度的变化是很小的。

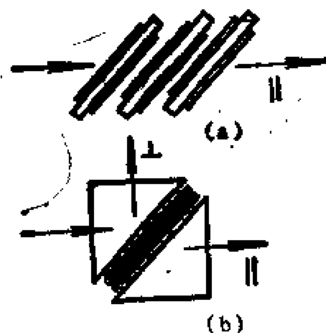


图 12-94　单层膜 (a) 和多层膜 (b) 偏振片示意图

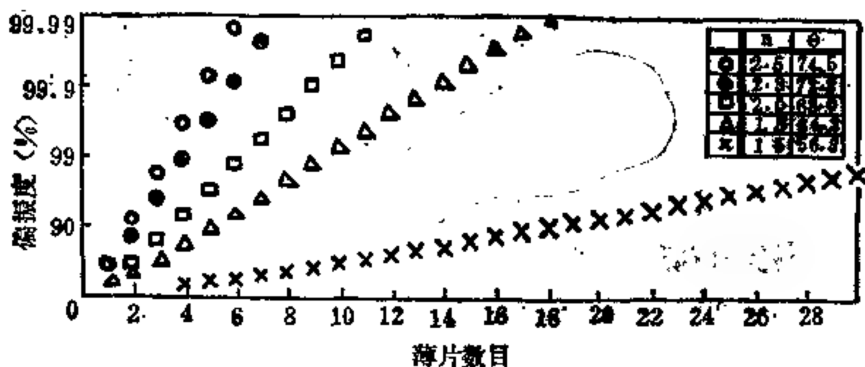


图 12-95　不同数目基底和不同折射率 n 膜层组成的薄膜偏振片之计算偏振度。基底之折射率为 1.5，两边镀膜。膜层的有效光学厚度为一个合适的偏振角 θ 处的 1/4 波长厚。

为了减少偏振片的镀膜玻片数目，可用镀多层膜代替单层膜。其方法是在每一个表面镀比 1 多的高折射率膜层，并且用 1/4 波长膜厚的低折射率膜层间隔开[80]，如$[HL]^N H$型膜系。高低折射率膜层材料的折射率比例越高，为实现某一偏振度P所需的膜层越少，偏振片的工作光谱区域则越宽[81]。至于材料的折射率和入射角之间，则有一定的关系。为了避免光束位移，将多层膜嵌在两个直角棱镜之间，如图 12-94(b)所示[82]。在既要利用透射光束又要利用反射光束的情况下，通常是选择 45° 入射角。某些干涉偏振片的测量结果如图 12-96 所示。如果需要用于一个较宽光谱区域的偏振片，则有可能使用叠加高反射带相连续的膜堆，或者采用两个厚度比例为 1:1 和 1:2 的周期性多层膜叠加的方式即可拓宽。

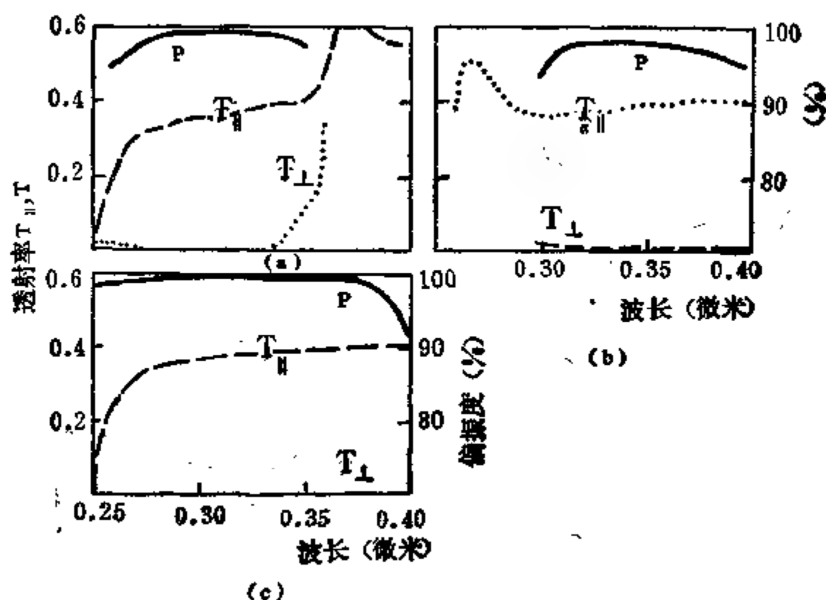


图 12-96　用于紫外光谱区域多层膜干涉偏振片的实测偏振度P、平行分量透射率和垂直分量透射率。其中(c)图为(a)(b)偏振片组合而得的结果。

除了上述薄膜滤光片之外，人们还根据衍射光栅的理论，制作各种不同类型的金属栅网，供远红外区域的透射和反射之用。结构形式有圆棒形栅、矩形栅和十字形金属网格等[84]。

附录　光密度—透射率表

使用举例：直接查表，如光密度为 1.29，查表对应之透射率为 5.1%。光密度小于 1 者，对应之透射率取中值，如光密度为 0.44，对应之透射率为 36.3%；又如光密度 0.32 对应之透射率为 47.8%或 47.9%。

透射率,%	光	密	度							
	0	0.1	0.2	0.3	0.4	0.5	0.6	0.7	0.8	0.9
0		3.00	2.70	2.52	2.40	2.30	2.22	2.15	2.10	2.05
1	2.00	1.96	1.92	1.89	1.85	1.82	1.80	1.77	1.74	1.72
2	1.70	1.68	1.66	1.64	1.62	1.60	1.59	1.57	1.55	1.54

续表

透射率,%	光密度									
	0	0.1	0.2	0.3	0.4	0.5	0.6	0.7	0.8	0.9
3	1.52	1.51	1.50	1.48	1.47	1.46	1.44	1.43	1.42	1.41
4	1.40	1.39	1.38	1.37	1.36	1.35	1.34	1.33	1.32	1.31
5	1.30	1.29	1.28	1.28	1.27	1.26	1.25	1.24	1.24	1.23
6	1.22	1.21	1.21	1.20	1.19	1.19	1.18	1.17	1.17	1.16
7	1.15	1.15	1.14	1.14	1.13	1.13	1.12	1.11	1.11	1.10
8	1.10	1.09	1.09	1.08	1.08	1.07	1.07	1.06	1.06	1.05
9	1.05	1.04	1.04	1.03	1.03	1.02	1.02	1.01	1.01	1.00
10	1.00	1.00	0.99	0.99	0.98	0.98	0.97	0.97	0.97	0.96
11	0.96	0.95	0.95	0.95	0.94	0.94	0.93	0.93	0.93	0.92
12	0.92	0.92	0.91	0.91	0.91	0.90	0.90	0.90	0.89	0.89
13	0.89	0.88	0.88	0.88	0.87	0.87	0.87	0.86	0.86	0.86
14	0.85	0.85	0.85	0.84	0.84	0.84	0.84	0.83	0.83	0.83
15	0.82	0.82	0.82	0.82	0.81	0.81	0.81	0.80	0.80	0.80
16	0.80	0.79	0.79	0.79	0.78	0.78	0.78	0.78	0.77	0.77
17	0.77	0.77	0.76	0.76	0.76	0.76	0.75	0.75	0.75	0.75
18	0.74	0.74	0.74	0.74	0.73	0.73	0.73	0.73	0.73	0.72
19	0.72	0.72	0.72	0.71	0.71	0.71	0.71	0.71	0.70	0.70
20	0.70	0.70	0.69	0.69	0.69	0.69	0.69	0.68	0.68	0.68
21	0.68	0.68	0.67	0.67	0.67	0.67	0.67	0.66	0.66	0.66
22	0.66	0.66	0.65	0.65	0.65	0.65	0.65	0.64	0.64	0.64
23	0.64	0.64	0.63	0.63	0.63	0.63	0.63	0.63	0.62	0.62
24	0.62	0.62	0.62	0.61	0.61	0.61	0.61	0.61	0.60	0.60
25	0.60	0.60	0.60	0.60	0.59	0.59	0.59	0.59	0.59	0.59
26	0.58	0.58	0.58	0.58	0.58	0.58	0.57	0.57	0.57	0.57
27	0.57	0.57	0.57	0.57	0.56	0.56	0.56	0.56	0.56	0.56
28	0.55	0.55	0.55	0.55	0.55	0.54	0.54	0.54	0.54	0.54
29	0.54	0.54	0.53	0.53	0.53	0.53	0.53	0.53	0.53	0.52
30	0.52	0.52	0.52	0.52	0.52	0.52	0.51	0.51	0.51	0.51

续表

透射率,%	光密度									
	0	0.1	0.2	0.3	0.4	0.5	0.6	0.7	0.8	0.9
31	0.51	0.51	0.51	0.50	0.50	0.50	0.50	0.50	0.50	0.50
32	0.49	0.49	0.49	0.49	0.49	0.49	0.49	0.49	0.48	0.48
33	0.48	0.48	0.48	0.48	0.48	0.47	0.47	0.47	0.47	0.47
34	0.47	0.47	0.47	0.46	0.46	0.46	0.46	0.46	0.46	0.46
35	0.46	0.45	0.45	0.45	0.45	0.45	0.45	0.45	0.45	0.44
36	0.44	0.44	0.44	0.44	0.44	0.44	0.44	0.44	0.43	0.43
37	0.43	0.43	0.43	0.43	0.43	0.43	0.42	0.42	0.42	0.42
38	0.42	0.42	0.42	0.42	0.42	0.41	0.41	0.41	0.41	0.41
39	0.41	0.41	0.41	0.41	0.40	0.40	0.40	0.40	0.40	0.40
40	0.40	0.40	0.40	0.40	0.39	0.39	0.39	0.39	0.39	0.39
41	0.39	0.39	0.39	0.38	0.38	0.38	0.38	0.38	0.38	0.38
42	0.38	0.38	0.38	0.37	0.37	0.37	0.37	0.37	0.37	0.37
43	0.37	0.37	0.37	0.36	0.36	0.36	0.36	0.36	0.36	0.36
44	0.36	0.36	0.35	0.35	0.35	0.35	0.35	0.35	0.35	0.35
45	0.35	0.35	0.34	0.34	0.34	0.34	0.34	0.34	0.34	0.34
46	0.34	0.34	0.33	0.33	0.33	0.33	0.33	0.33	0.33	0.33
47	0.33	0.33	0.33	0.32	0.32	0.32	0.32	0.32	0.32	0.32
48	0.32	0.32	0.32	0.32	0.32	0.31	0.31	0.31	0.31	0.31
49	0.31	0.31	0.31	0.31	0.31	0.31	0.30	0.30	0.30	0.30
50	0.30	0.30	0.30	0.30	0.30	0.30	0.29	0.29	0.29	0.29
51	0.29	0.29	0.29	0.29	0.29	0.29	0.29	0.29	0.29	0.28
52	0.28	0.28	0.28	0.28	0.28	0.28	0.28	0.28	0.28	0.28
53	0.28	0.28	0.27	0.27	0.27	0.27	0.27	0.27	0.27	0.27
54	0.27	0.27	0.27	0.27	0.26	0.26	0.26	0.26	0.26	0.26
55	0.26	0.26	0.26	0.26	0.26	0.25	0.25	0.25	0.25	0.25
56	0.25	0.25	0.25	0.25	0.25	0.25	0.25	0.25	0.25	0.24
57	0.24	0.24	0.24	0.24	0.24	0.24	0.24	0.24	0.24	0.24
58	0.24	0.24	0.24	0.23	0.23	0.23	0.23	0.23	0.23	0.23

续表

透射率，%	光密度									
	0	0.1	0.2	0.3	0.4	0.5	0.6	0.7	0.8	0.9
59	0.23	0.23	0.23	0.23	0.23	0.23	0.22	0.22	0.22	0.22
60	0.22	0.22	0.22	0.22	0.22	0.22	0.22	0.22	0.22	0.22
61	0.21	0.21	0.21	0.21	0.21	0.21	0.21	0.21	0.21	0.21
62	0.21	0.21	0.21	0.21	0.20	0.20	0.20	0.20	0.20	0.20
63	0.20	0.20	0.20	0.20	0.20	0.20	0.20	0.20	0.19	0.19
64	0.19	0.19	0.19	0.19	0.19	0.19	0.19	0.19	0.19	0.19
65	0.19	0.19	0.19	0.19	0.18	0.18	0.18	0.18	0.18	0.18
66	0.18	0.18	0.18	0.18	0.18	0.18	0.18	0.18	0.17	0.17
67	0.17	0.17	0.17	0.17	0.17	0.17	0.17	0.17	0.17	0.17
68	0.17	0.17	0.17	0.17	0.16	0.16	0.16	0.16	0.16	0.16
69	0.16	0.16	0.16	0.16	0.16	0.16	0.16	0.16	0.16	0.16
70	0.15	0.15	0.15	0.15	0.15	0.15	0.15	0.15	0.15	0.15
71	0.15	0.15	0.15	0.15	0.15	0.15	0.14	0.14	0.14	0.14
72	0.14	0.14	0.14	0.14	0.14	0.14	0.14	0.14	0.14	0.14
73	0.14	0.14	0.14	0.13	0.13	0.13	0.13	0.13	0.13	0.13
74	0.13	0.13	0.13	0.13	0.13	0.13	0.13	0.13	0.13	0.13
75	0.12	0.12	0.12	0.12	0.12	0.12	0.12	0.12	0.12	0.12
76	0.12	0.12	0.12	0.12	0.12	0.12	0.12	0.11	0.11	0.11
77	0.11	0.11	0.11	0.11	0.11	0.11	0.11	0.11	0.11	0.11
78	0.11	0.11	0.11	0.11	0.11	0.10	0.10	0.10	0.10	0.10
79	0.10	0.10	0.10	0.10	0.10	0.10	0.10	0.10	0.10	0.10
80	0.10	0.10	0.10	0.10	0.09	0.09	0.09	0.09	0.09	0.09
81	0.09	0.09	0.09	0.09	0.09	0.09	0.09	0.09	0.09	0.09
82	0.09	0.09	0.08	0.08	0.08	0.08	0.08	0.08	0.08	0.08
83	0.08	0.08	0.08	0.08	0.08	0.08	0.08	0.08	0.08	0.08
84	0.08	0.07	0.07	0.07	0.07	0.07	0.07	0.07	0.07	0.07
85	0.07	0.06	0.06	0.06	0.06	0.06	0.06	0.06	0.06	0.06
86	0.07	0.07	0.07	0.07	0.07	0.07	0.07	0.07	0.07	0.07

续表

透射率%	光密度									
	0	0.1	0.2	0.3	0.4	0.5	0.6	0.7	0.8	0.9
87	0.06	0.06	0.06	0.06	0.06	0.06	0.06	0.06	0.06	0.06
88	0.06	0.05	0.05	0.05	0.05	0.05	0.05	0.05	0.05	0.05
89	0.05	0.05	0.05	0.05	0.05	0.05	0.05	0.05	0.05	0.05
90	0.05	0.04	0.04	0.04	0.04	0.04	0.04	0.04	0.04	0.04
91	0.04	0.04	0.04	0.04	0.04	0.04	0.04	0.04	0.04	0.04
92	0.04	0.04	0.04	0.03	0.03	0.03	0.03	0.03	0.03	0.03
93	0.03	0.03	0.03	0.03	0.03	0.03	0.03	0.03	0.03	0.03
94	0.03	0.03	0.03	0.03	0.02	0.02	0.02	0.02	0.02	0.02
95	0.02	0.02	0.02	0.02	0.02	0.02	0.02	0.02	0.02	0.02
96	0.02	0.02	0.02	0.02	0.02	0.02	0.01	0.01	0.01	0.01
97	0.01	0.01	0.01	0.01	0.01	0.01	0.01	0.01	0.01	0.01
98	0.01	0.01	0.01	0.01	0.01	0.01	0.01	0.01	0.01	0.00
99	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00
100	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00

参考文献

[1] Samson, J. A. R, Techniques of Vacuum Uetraviolet Spectroscopy, Wiley, (1967).

[2] Lecomte, J., Handbuch der Physik, XXVI, Springer, P. 297 (1958).

[3] Smith, S. D. and J. S. Seeley, Multilayer Filters for the Region 0.8 to 100 microns, Univ. Reading, Final sci. Rep. Contr. AF 61 (052) —833, (1968).

[4] Möller, K. D. and W. G. Rothschild, Far-Infrared Spectroscopy, Wiley-Interscience, (1971).

[5] Heavens, O. S., Optical Properties of Thin Solid Films, Butterworths, (1955).

[6] Vacisek, A., Optics of Thin Films, North-Holland, (1960).

[7] McBride, W. R. and A. L. Olsen, Survey of Optical Materials, Proc. Symp. Mil. Appl. Ultra-violet Radiat., Wash., D. C., July 14-15. (1960); Univ. Chicago Rep. LAS-TR-199-137, November, (1962).

[8] Yoshinaga, H. and R. A. Oetjen, *J. Opt. Soc. Am.*, 45, 1085 (1955).

[9] Yamata, Y., A. Mitsuishi, and H. Yoshinaga, *J. Opt. Soc.Am.*, 52, 17 (1962).

[10] Meller, K. D., D. J. McMahon, and D. R. Smith, *Appl. Opt.*, 5, 403 (1966).

[11] Sakai, K., Y. Nakagawa, and H. Yoshinaga, *Jap. J. Appl. Phys.*, 7, 792 (1968).

[12] Carlon, H. R., *Appl. Opt.*, 1, 603 (1962).

[13] Geffcken, W., Lichtfilter, Zah lenwerte und Funktionen, 4, P. 925, Springer, (1957).
[14] Pellicori, S. F., C. A. Johnson, and F. T. King, *Appl. Opt.*, 5, 1916 (1966).
[15] Gerasimova, N. G., *Opt. Mekh. Prom.*, 37, 58 (1970).
[16] Pellicori, S. F., *Appl. Opt.*, 3, 361 (1964).
[17] Herpin, A., *C. R.*, 225, 182 (1947).
[18] Born, M., and E. Wolf, Principles of Optics, Pergamon, (1959).
[19] Macleod, H. A., Thin Film Optical Filters, American Elsevier, (1969).
[20] Dioffo, A. M., *Rev. Opt.* 47, 117 (1968).
[21] Mussett, A., and A. Thelen, *Prog. Opt.*, 8, 203 (1970).
[22] Turner, A. F., and H. R. Hopkinson, *J. Opt. Soc. Am.* 43, 819 (1953).
[23] Grebenshchikov, I. V, Prosvetlenie Optiki (Antireflection coating of optical surfaces), State Publishers of Technical and Theoretical Literature, (1946).
[24] Sawaki, T., Studies on Antireflection Films, Rep. Osaka Inst. p. 315 (1960).
[25] Cox, J. T. and G. Hass, Physics of Thin Films, II, Academic, p. 239 (1964).
[26] Furman, Sh. A, *Sov. J. Opt. Technol.*, 33, 559 (1966).
[27] Lessman, G., *J. Opt. Soc. Am.*, 56, 554 (1966).
[28] Berning, P. H., *J. Opt. Soc. Am.*, 52, 431 (1962).
[29] Sun, W. R, *Opt. Spectra*, 14 (7), 57 (1980).
[30] Drummeter, L. F., Jr., and G. Hass, Physics of Thin Films, II, Academic. p. 305 (1964).
[31] Lupashko, E. A., and I. N. Sklyarevskii, *Opt. Spectrosc.*, 16, 279 (1964).
[32] Pohlack, H., Jenaer Jahrbuch 1952, Fischer p. 103 (1952).
[33] Baumeister, P. W., *Opt. Acta*, 8, 105 (1961).
[34] Hass, G., *J. Opt. Soc. Am.*, 45, 949 (1955).
[35] Giacomo, P., *Rev. Opt.*, 35, 317 (1956).
[36] Seeley, J. S., *J. Opt. Soc. Am.*, 54, 342 (1964).
[37] Epstein, L. I., *J. Opt. Soc. Am.*, 42, 806 (1952).
[38] Kard, P., E. Nesmelov, and G. Konyukhov, *Eesti NSV Tead. Akad. Toim., Fuus-Mut*, 17, 314 (1968).
[39] Rank, D. H., and Bennett H. E, *J. Opt. Soc. Am.*, 45, 69 (1955).
[40] Giacomo, P., *J. Phys. Radium.*, 19, 307 (1958).
[41] Ramsay, J. V. and P. E. Ciddor, *Appl. Opt.*, 6, 2003 (1967).
[42] Becker, J., W. F. Coombs, and A. F. Turner *J. Opt. Soc. Am.*, 56 1435 (1966).
[43] Bonch-Bruevich, A. M., Ya. A. Imas, G, S. Malika, V. N. Rozhalestrenskii, and E. I. Fadeeva, *Zh. Prikl. Spektrosk.*, 1 265 (1964).
[44] Meneely, C. T., *Appl. Opt.*, 6, 1434 (1967).
[45] Hefft, K., R. Kern, G. Nöldeke, and A. Steudel, *Z. Phys.*, 175, 391 (1963).
[46] Heitmann, W., *Z. Angew. Phys.*, 21, 503 (1966).
[47] Schröder, H, *Z. Angew. Phys.*, 3, 53 (1951).
[48] Heavens, O. S., J. Ring, and S. D. Smith, *Spectrochim. Acta*, 10, 179 (1957).
[49] Dobrowolski, J. A. *Appl. Opt.*, 9, 1396 (1970).
[50] Thelen, A., *J. Opt. Soc. Am.*, 61, 365 (1971)

[51] Young, L., *Appl. Opt.*, 6, 297 (1967)
[52] Mahlein, A. H. F., and G. Schollmeier, *Appl. Opt.*, 8, 119 (1969).
[53] Anon, *Microwaves*, September, 106 (1969).
[54] Turner, A. F. and P. W. Baumeister, *Appl. Opt.*, 5, 69 (1966).
[55] Korolev, F. A., A. Yu. Klement'eva, T. F. Meshcheryakova, I. A. Ramazina, *Opt. Spectrosc.*, 28, 416 (1970).
[56] Young, L., *Appl. Opt.*, 2, 445 (1963).
[57] Hass, G., J. B. Ramsey, and W. R. Hunter, *Appl. Opt.*, 8, 2255 (1969).
[58] Gisin, M. A., *Sov. J. Opt.* Technol., 36, 191 (1969).
[59] Jacobsson, R., *J. Opt. Soc. Am.*, 54, 422 (1964).
[60] Ploke, M., *Zeiss-Mitt.*, 4, 279 (1967).
[61] Thelen, A., Optimum Heat Reflecfors for Silicon Solar Cell power converters, Optical Coating Laboratory, Inc., Santa Rosa, Calif. (1961)
[62] Geffcken, W., DRP-at. 716,153 (1939).
[63] Warren, S. W., *Infrared Phys.*, 8, 65 (1968).
[64] Dobrowolski, J. *A.*, *J. Opt. Soc. Am.*, 49, 794 (1959)
[65] Herriott, D. R., J. R. Wimperis, and D. L. Perry, *J. Opt. Soc. Am.*, 55, 546 (1965).
[66] Dobrowolski, J. A, and R. C. Bastien, *J. Opt. Soc. Am.*, 56, 554 (1966).
[67] Lissberger, P. H., *J. Opt. Soc. Am.*, 58, 1586 (1968).
[68] Meaburn, J., *Appl. Opt.*, 5, 1757 (1966).
[69] Furman, Sh. A and M. D. Levina, *Opt. Spectrosc.*, 28, 412 (1970).
[70] Blifford, I. H., Jr, *Appl. Opt.* 5 105 (1966).
[71] Warren, S. W., *Infrared Phys.*, 8, 65 (1968).
[72] Thelen, A., *Appl. Opt.*, 4, 977 (1965).
[73] Apfel, J. H., *Appl. Opt.*, 4, 983 (1965).
[74] Baumeister, P. W., V. R. Costich, and S. C. Pieper, *Appl. Opt.* 4,911 (1965).
[75] Vande Kleft, L. J., E. A. Murray, W. M. Frey, and P. W. Yunker, Construction and Evaluation of Thin Film Beam Dividers, U. S. Army Abendeen Res. Dev. Cent. Ballist. Res. Lab. Tech. Note 1723, AD 698025, (1969).
[76] Pohlack, H., Jenaer Jahrbuch 1956, Fischer, p. 79 (1956),
[77] Clapham, P. B., *Opt. Acta*, 18, 563 (1971).
[78] Pohlack, H., and H. Koch, Jenaer Jahrbuch 1957, Fischer, P. 74 (1957).
[79] Schröder, H., Optik, 3, 499 (1948).
[80] Messner, R., *Feinwerktech.*, 57, 142 (1953).
[81] Claphaam, P. B., M. J. Downs, and R. J. King, *Appl. Opt.*, 8, 1965 (1969).
[82] MacNeille, S. M., U. S. Pat. 2403731 (1946).
[83] 光学仪器设计手册（上册），国防工业出版社，467—487 页（1971）.
[84] Ulrich, R., *Appl. Opt.* 8,319 (1969).

第十三章　纤维光学和变折射率光学

第一节　引　　言

纤维光学是近几十年才发展起来的一门新学科，是近代光学领域的一个重要分支。纤维光学是研究光学信息（光线和图象）在透明纤维状光学元件（光学纤维）中的传输机理、制造工艺和应用技术的科学。

一、发展历史

纤维光学的发展，大致可分为三个阶段[1]。图 13-1 给出了纤维光学发展的示意图。

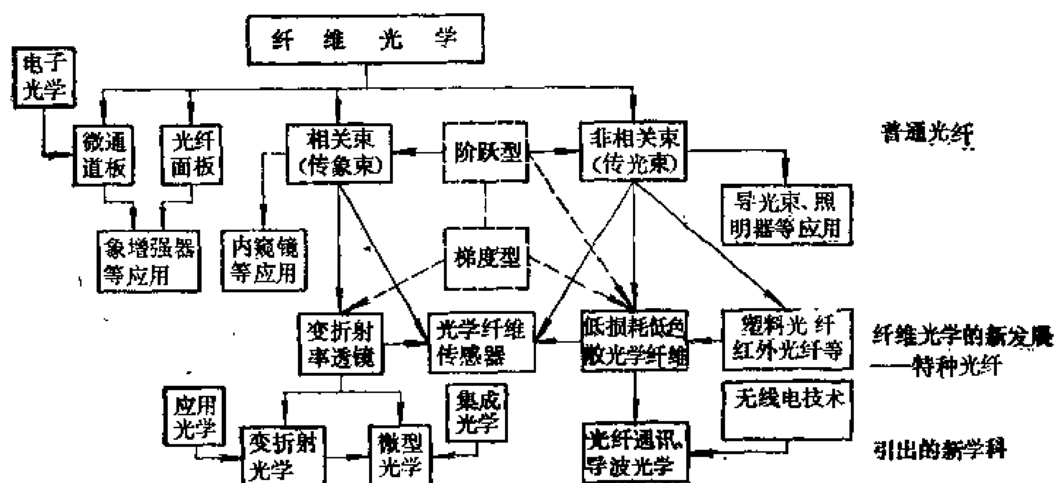


图 13-1　纤维光学发展示意图

第一阶段，早期发展阶段。利用透明材料的细长纤维导管传输光线和图象的现象，很早就为希腊玻璃工人所发现，他们利用这种现象制作了装饰用的玻璃器皿。1870 年，英国的廷德尔首先通过实验观察到光线沿弯曲水柱传播的现象。1929 年，美国的哈塞尔、1930 年，德国的拉姆，先后都制成了石英纤维，并在短距离内观察到了光线和图象经过石英纤维传输的现象，但由于光学纤维质量较差，没有什么实际应用。

第二阶段，蓬勃发展阶段。1953 年，荷兰的范希尔[2]和美国的卡帕尼[1]首先制成了玻璃（芯）——塑料（涂层）光学纤维。1955 年，美国的希斯肖威兹制成了玻璃（芯）——玻璃（涂层）光学纤维，初步解决了光学绝缘问题，为光学纤维的发展打下了良好的基础。1958 年，卡帕尼利用拉制复合纤维的工艺制作了高分辨率的光学纤维面板，1960 年，又采用排列工艺制作了光学纤维传象束，并成功地应用于医疗器械中。微通道板也于 1961 年问

世。

第三阶段，纤维光学的新发展阶段[3]。随着激光通信的发展，一种新的通信介质——光学纤维波导就迅速地发展起来。1970 年，美国科宁玻璃公司[4]首先制成世界上第一根低损耗光学纤维（20 分贝/公里）。1972 年，美国贝尔实验室发展了制作低损耗光学纤维的新工艺——化学气相沉积（CVD）法。从此，出现了低损耗光学纤维波导研究的新阶段；另一方面，1964 年，日本的西泽和佐佐木[3]提出了一种和以往的光学纤维完全不同的新型光学纤维——变折射率（当时称为自聚焦）光学纤维，有聚光、成象作用；第三方面，自从 1977 年正式提出光学纤维传感器[5]以来，光学纤维传感器发展很快。截止 1982 年底为止，已有 60 多种不同性能的光学纤维传感器问世，由于它具有灵敏度高、机动性大、不怕电磁干扰、工艺简单的优点，在未来信息社会中将有重要的作用。此外，随着激光通信和空间科学的发展，红外光学纤维和塑料光学纤维也有很大的发展。

以后，随着科学技术的发展，以石英为基质的光学纤维的损耗下降很快[6]，1972 年为 7分贝/公里，1973 年为 2.5 分贝/公里，1976 年为 0.47 分贝/公里[7]（波长 1.2 微米），1979 年下降到 0.2 分贝/公里[8]（波长 1.5 微米）。由于光学纤维的损耗下降很快，以光学纤维波导为介质的激光通信发展也很快。自从 1973 年美国贝尔实验室组装了第一条光纤通信实验系统后，各种实验线路大量涌现。目前已开始进入光通信的实用阶段。

1962 年，在光学专家龚祖同教授的组织和指导下，西安光机所、北京玻璃所和北京建材院三个单位同时开展了光学纤维的研究。目前，全国已有不少单位研制和生产了各种光学纤维元件，并在生产、科研当中有了初步应用。1972年，西安光机所首先开展了变折射率光学纤维的研究。低损耗、低色散光学纤维已在上海、武汉、西安、北京的许多单位研制成功，并已投入小批量生产。光通信实验线路也在武汉、上海、北京等地建立。这说明纤维光学在我国已有很大的发展。

二、光学纤维的分类

随着光学纤维的广泛应用，对光学纤维就有许多特殊的要求，因而就出现了许多不同类型和不同性能的光学纤维。按材料分，有玻璃光学纤维、塑料光学纤维和液芯光学纤维三种；按折射率分布形式分，有普通阶跃折射率分布光学纤维、变折射率光学纤维两种；按使用波段分，除在可见光波段使用的光学纤维外，还有红外光学纤维和紫外光学纤维；按传输模的数目分，有单模光学纤维和多膜光学纤维两种。此外，还有激活光学纤维、发光光学纤维和耐辐照光学纤维等。

（一）玻璃光学纤维

这是性能良好、应用广泛的一种光学纤维，它的芯和涂层全由玻璃组成。材料选择的主要依据是要有合适的折射率、透射率和热膨胀系数。对于长光学纤维，透射率是主要的，芯材料和涂层材料的匹配要适当。为了得到高强度光学纤维，涂层材料的膨胀系数要略低于芯材料。对于短光学纤维应用，芯材料的折射率要尽可能大于涂层材料，透射率不是主要问题。膨胀系数的选择应根据应用的要求而定。玻璃光学纤维通常有两种：

1 普通阶跃折射率光学纤维（又称涂层、芯光学纤维），如图 13-2 所示。这种光学纤维由具有折射率为 n_1 的均匀芯和折射率为 n_2（$n_2 < n_1$）的均匀涂层组成。光波的电磁场在和传输方向垂直的方向上很快衰减，在传输方向呈振荡分布。芯和涂层材料的组成以及它的

直径大小和折射率分布，主要由光学纤维的损耗和色散特性决定。

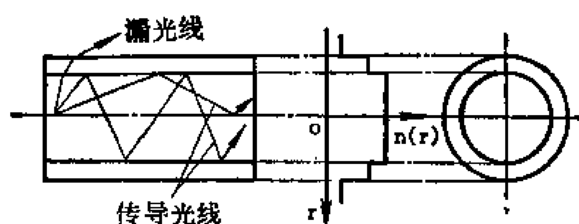


图 13-2 普通阶跃折射率光学纤维

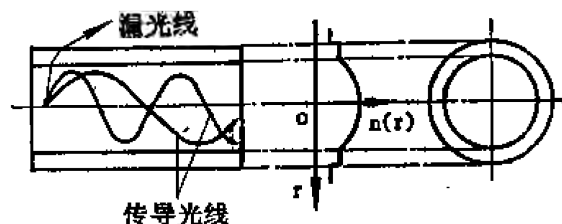


图 13-3 变折射率光学纤维

2 变折射率光学纤维（又称梯度折射率光学纤维、渐变折射率光学纤维或非均匀芯折射率光学纤维），如图 13-3 所示。这种光学纤维芯的折射率不是均匀的，而是从中心轴向四周沿径向梯度减小，这种折射率分布称为径向梯度折射率分布。折射率分布满足如下关系[9]

$$n(r)=\begin{cases} n(0)\left[1-\frac{1}{2}\Delta\left(\frac{r}{a}\right)^{\alpha}\right] & r<a \\ n(a) & r\geqslant a \end{cases} \tag{13-1}$$

这里，a 为光学纤维芯的半径，$n(0)$、$n(r)$ 和 $n(a)$ 分别为轴上、距轴 r 处和涂层的折射率，$\Delta=[n^2(0)-n^2(a)]/[2n^2(0)]\approx[n(0)-n(a)]/n(0)$ 为相对折射率差，α 为大于零的实数，称为变折射率分布的幂。当 $\alpha\to\infty$ 时，就是阶跃折射率分布；$\alpha=2$，称为抛物线折射率分布；当 $\alpha=2.25$ 时，纤维有最大带宽。

此外，如果非均匀介质的折射率围绕某一点呈球对称分布，并沿球径向增加，这就是球向梯度折射率分布。如果非均匀介质的折射率仅是到某一平面的距离 Z 的函数，这种平面对称的折射率分布称为轴向梯度折射率分布。

在阶跃折射率光学纤维和变折射率光学纤维中，当芯的直径如此之小（或者相对折射率差 Δ 很小），以致于仅有一条轴向光线、或者仅有一个基膜（HE_{11}）可以在光学纤维中传输，这种光学纤维通常称为单模光学纤维。如果希望得到大的带宽，单模光学纤维是比较理想的。单模光学纤维的带宽通常由和入射光源的发射带宽有关的材料色散确定。单模光学纤维芯半径的临界值是[10]

$$a_1=\left(\frac{1.202}{\pi}\right)\frac{\lambda}{n_1}\frac{1}{(2\Delta)^{\frac{1}{2}}} \tag{13-2}$$

如果 $\Delta=0.01$，则单模光学纤维芯半径的临界值是 $2a_1=3.6\lambda$。如果 $2a_1>3.6\lambda$，则在光学纤维中可以传输两个以上的模，这就是多模光学纤维。图 13-4 给出了三种主要光学纤维类型的芯径范围。对于单模阶跃折射率光学纤维为 1—5 微米，对于多模阶跃折射率光学纤维为 30—100 微米，对于多模变折射率光学纤维为 20—50 微米。实际上，对于很多常用的光学纤维，涂层和芯半径之比是 $a_2/a_1\approx0.6$。当芯的直径为50微米时，涂层的典型厚度是 15 微米。

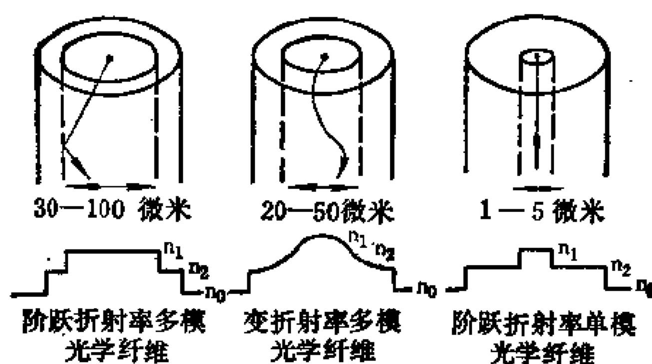


图 13-4 三种光学纤维的折射率分布和芯径大小

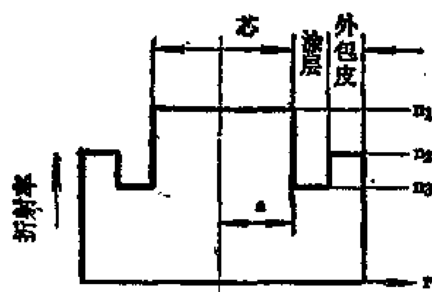


图 13-5　"W" 型光学纤维

近来，为了改善光学纤维的传输特性，又发展了两种不同结构的光学纤维，即"W"型光学纤维[3]和单材料光学纤维。"W"型光学纤维的折射率分布如图 13-5 所示。它由高折射率 n_1 的芯、低折射率 n_3 的涂层和较高折射率 n_2（$n_1>n_2>n_3$）的外包皮组成。总直径的典型值为20微米。虽然它的直径较粗，但却是一种很好的单模光学纤维。由于"W"型光学纤维可以显著地降低总色散，甚至可以使总色散接近于零。因此，"W"型光学纤维带的宽可以远大于多模光学纤维。但是，这种纤维的制作工艺比较复杂，精度要求较高，因而应用受到限制。

图 13-6 是一种典型的单材料光学纤维横截面示意图。这种纤维完全由一种材料组成，不管是圆柱形芯或者是半圆柱芯，电磁场都集中在芯中。芯子两边是薄膜，最外边是环形横截面的空心圆柱体。

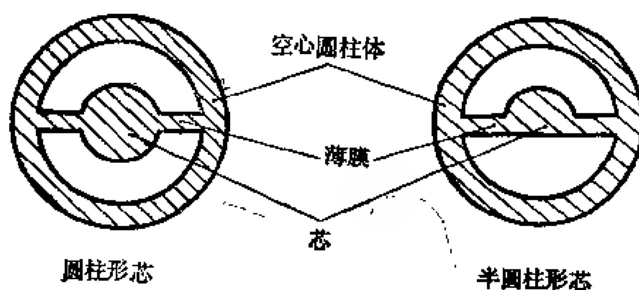


图 13-6　单材料光学纤维
(a) 圆柱形芯；(b) 半圆柱形芯

玻璃光学纤维采用的材料系统主要是高硅玻璃系统和多组分材料系统。前者以熔融石英为基质材料，利用掺杂少量硼、磷、锗以降低或者增加折射率，以形成芯和涂层材料之间的折射率差。由于这种材料的损耗可以降到很低，因而可以广泛用来制作长距离使用的光学纤维。后者有掺铊或铯的钠硼硅酸盐系统、钠硼锗酸盐系统等，这类材料可以用来制作变折射率光学纤维，也可以制作短距离使用的普通光学纤维。

（二）塑料光学纤维

这种光学纤维的芯和涂层材料全是塑料，它可以作成阶跃折射率普通塑料光学纤维，也可以作成具有变折射率分布的塑料光学纤维。它的特点是柔软性好、抗冲击力强、使用光谱范围宽、工艺简单、成本低廉；主要缺点是热稳定性差、质软、易划伤。

（三）液芯光学纤维

这种光学纤维的结构是在空心圆柱状玻璃（或石英）管中充满折射率比玻璃管高的液体（如四氯化碳）。这种结构很适合于制作发光纤维。由于管的内径不可能作得很细，因而，这种光学纤维柔软性差，使用不便，应用不多。

（四）红外光学纤维和紫外光学纤维

这种光学纤维可以在红外波段或紫外波段使用。目前，应用 TlBr-TlI 材料制作的红外光学纤维波导，在 10 微米的损耗可以下降到 10^{-2}—10^{-3} 分贝/公里，比最好的石英光学纤维波导还要低几个数量级，是一种很有发展前途的红外光学纤维。

（五）激活光学纤维

这种光学纤维的芯是用含钕的磷酸盐玻璃制作，每根光学纤维就是一个激光谐振腔，在泵浦作用下，这种光学纤维可以发射激光。

（六）耐辐照光学纤维

这种光学纤维的芯和涂层材料都是用耐辐照光学玻璃制作。因此，它可以在强辐照环境中使用。

第二节　光学纤维的光线理论

众所周知，当光学纤维的直径远大于入射光波长而折射率变化又很缓慢时，就可以采用“光线”来处理光波在光学纤维中的传输。

一、光线的种类

在阶跃折射率光学纤维中传输的光线通常有两种：

子午光线

即在一个周期内和光学纤维轴相交两次的光线，它传输的轨迹为通过轴的一个平面内的锯齿形轨迹。

斜光线

和纤维轴不相交的光线，它的轨迹是围绕纤维轴的螺旋状折线。

二、光学纤维元件传光、传象的基本原理

前面已经提到，光学纤维是一种带有涂层的透明介质细丝，通常由玻璃（芯）—玻璃（涂层）、或玻璃（芯）—塑料（涂层）及塑料（芯）—塑料（涂层）组成，而且要求芯的折射率 n_1 必须大于涂层的折射率 n_2，芯和涂层之间有良好的光学接触，可以形成良好的光学界面。只要我们选取适当的入射角，总可以使折射光线在界面上的入射角大于全反射的临界角。这样，光线将在界面上发生内全反射，经过多次这样的内全反射，光线就可以从光学纤维的一端传至另一端，直至射出为止。

光学纤维元件传象的基本原理是基于以下四点[11]：

①在理想情况下，每根光学纤维都有良好的光学绝缘，它都能独立地传光。

②光学纤维中的每根光学纤维，其端面都可以看作为一个取样孔，在传象过程中都能独立的传输一个象元。象元的大小和光学纤维的取样孔径相等。

③光学纤维束的两端（中间部分除外）必须是相关排列、一一对应的。即每根光学纤维在入射端面和出射端面的几何位置应当是完全一样的。

④光线在光学纤维中的入射角和出射角应当是量值相等，符号视内全反射次数的奇偶而定。当次数为奇时，取“+”号；当次数为偶时，取“-”号。

由于光学纤维元件有上述四个特点，当一个图象入射在光学纤维元件的端面上时，这图象就能被光学纤维束传输到光学纤维的另一端，而保持图象的形状不变。

三、子午光线分析

（一）数值孔径

如图 13-7 所示，一条光线从折射率为 n_0 的介质入射到直圆柱光学纤维端面的轴“o”处，入射角为 α，折射角为 α'。折射光线入射到折射率为 n_1 的芯和折射率为 n_2 的涂层之间



图 13-7　子午光线在直圆柱光学纤维中的传播

的界面上，只要入射角大于临界角 ϕ_c

$$\phi_c = \sin^{-1}\frac{n_2}{n_1}$$

时，这条光线就将在界面上发生内全反射。当芯和涂层材料不存在吸收和界面是理想的情况下，全反射应当是完全的。对实际光学纤维透过性能的测量表明，反射系数可以超过 0.9999。利用斯涅耳定律，最大的入射角 α_m 应当满足如下关系：

$$\begin{aligned} n_0 \sin \alpha_m &= n_1 \sin \alpha_m' \\ &= n_1 \cos \phi_c \\ &= n_1 (1-\sin^2 \phi_c)^{\frac{1}{2}} \end{aligned}$$

因为

$$\sin\phi_c = \frac{n_2}{n_1}$$

故有

$$\begin{aligned} n_0 \sin \alpha_m &= n_1 \left[1-\left(\frac{n_2}{n_1}\right)^2\right]^{\frac{1}{2}} \\ &= (n_1^2 - n_2^2)^{\frac{1}{2}} \end{aligned} \qquad (13\text{-}3)$$

和透镜光学一样，我们把 $n_0 \sin \alpha_m$ 称为光学纤维的数值孔径[1,11]，并用 N.A.（也可写成 NA）表示，相应的入射角 α_m 称为光学纤维的孔径角。N.A. 是表征光学纤维聚光能力大小的物理量。严格地说，数值孔径这个定义（13-3）式仅对理想阶跃光学纤维的子午光线适用。

实际上，光学纤维的孔径角 α_m 不可能由方程（13-3）确定。由于材料可能存在成分和折射率的不均匀性，芯-涂层界面也可能存在不规则性，光的散射就难以避免，数值孔径就可能显著的减小。因而，数值孔径和孔径角的实测值通常都比理论值小。

光学纤维数值孔径可能值的范围仅由芯和涂层材料的折射率确定。只要选择不同的材料对，就可以得到 N.A. 等于零点几到 1.4 的光学纤维。原则上，N.A. 也可以作到任意小，但由于在拉制光学纤维的过程中，不可能很好地控制折射率的变化，要想得到很小和很大 N.A. 的光学纤维通常是比较困难的。

但是，并非所有的玻璃对都可以随便地选取。因为，还要考虑其它条件，如热性能和化学性能、光吸收特性等。材料的选取还要受纤维拉制工艺的限制。这样一来，作为芯——涂层玻璃对的材料就为数不多了。

在选择芯玻璃时，必须在 N.A. 和透射率这两个性能要求之间进行权衡。一般情况下，芯玻璃的折射率较高，N.A. 也较大，在光谱的短波边的透射率就较低。对于短光学纤维应用来说，大 N.A. 性能是很适合的，对于长光学纤维应用来说，就要求透射率较高，因而要采用小 N.A. 的光学纤维。

（二）直圆柱光学纤维

一般来说，在传输过程中，子午光线的方位保持不变，并且入射角和出射角相同（当内全反射次数为奇时）或者相反（当内全反射次数为偶时）。但在实际情况下，对于一个直径

很小的光线束以角度 α 入射在光学纤维的端面上时，在传播过程中，其方位角将逐渐变化，这是因为或多或少地总是存在斜光线成分，而且当反射次数很大时，在出射端就成为半锥角为 α 的空心圆锥，如图 13-8 所示。

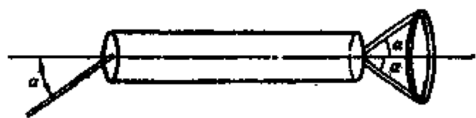


图 13-8　子午光线通过直圆柱光学纤维的行为

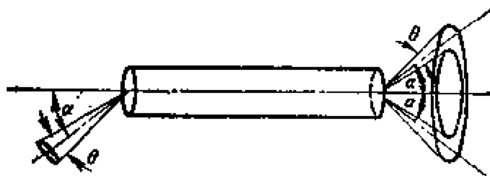


图 13-9　会聚光锥通过直圆柱光学纤维的行为

如果让一会聚光锥入射在光学纤维端面上，如图 13-9 所示。出射光锥也是一空心圆锥，其锥角和入射会聚光锥完全一样。

如果光学纤维的出射端和纤维轴并不垂直，这种倾斜端面的作用和棱镜很相似，它可以使出射光锥发生偏斜，如果 13-10 所示，如果出射端面的倾斜角为 β，出射光锥的偏斜量 δ 的大小是：

$$\delta=\arcsin\frac{n_1-\sin\beta}{n_0}-\beta \qquad (13\text{-}4)$$

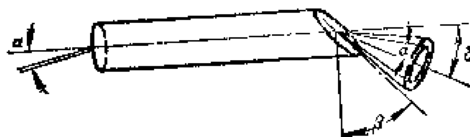


图 13-10　出射端面倾斜的光学纤维

当倾斜角很小时，方程（13-4）可简化为：

$$\delta\approx\left(\frac{n_1-n_0}{n_0}\right)\beta \qquad (13\text{-}5)$$

对于 $n_0=1$ 的空气介质，方程（13.5）变成：

$$\delta=(n_1-1)\beta \qquad (13\text{-}6)$$

由方程（13-6）可知，出射光锥的偏斜量 δ 与出射端面的倾斜角 β 成正比。

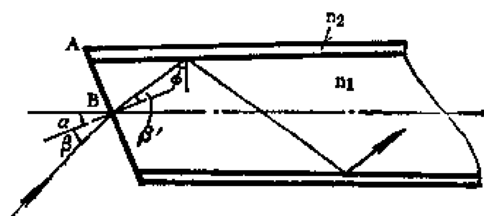


图 13-11　入射端面倾斜的光学纤维

如果光学纤维的入射端面与纤维轴构成角度 α，如图13-11 所示。不难证明[12]

$$n_0\sin\beta=\mathrm{N.A.}\cos\alpha\pm n_2\sin\alpha \qquad (13\text{-}7)$$

方程（13-7）右端的“±”号表示入射光线分别位于法线两侧的情况。当 $n_0=1$ 时，入射端面倾斜的光学纤维的数值孔径为：

$$\mathrm{N.A.}_\alpha=\frac{1\pm n_2\sin\alpha}{\cos\alpha} \qquad (13\text{-}8)$$

从上式可知 $\mathrm{N.A.}_\alpha$ 随 α 的增加而迅速增大。

（三）弯曲的光学纤维

光学纤维的弯曲，是经常碰到的现象，而且光学纤维往往是在弯曲通道条件下作光束的传输使用。因而研究光学纤维的弯曲对光学纤维传输性能的影响是十分重要的。

设光学纤维的直径为 d，曲率半径为 R，入射光锥半角为 $\alpha_{入}$，出射光锥半角为 $\alpha_{出}$。则有如下关系[13]

$$\Delta\cos\alpha_{出}=\frac{2dR\cos\alpha_{入}}{R^2-\left(\frac{d}{2}\right)^2} \qquad (13\text{-}9)$$

如果 $R\gg d$，则方程（13-9）可简化成

$$\Delta\cos\alpha_{出}=\frac{2d}{R}\cos\alpha_{入} \tag{13-10}$$

对于平行光束（$\cos\alpha_{入}=1$），入射到直径0.01厘米、弯曲半径为2厘米的光学纤维中从方程（13-10）可以得到

$$\Delta\cos\alpha_{出}=0.01$$

即

$$\Delta\alpha_{出}\approx 8°$$

由此可知，对于弯曲半径为$R/d=200/1$的光学纤维，出射光锥的偏离角$\Delta\alpha_{出}$为8°，因而出射光锥不再是平行光锥而是一个发散光锥。

图13-12给出了子午光线在弯曲的圆柱形光学纤维中的传输。从图13-12不难算出弯曲光学纤维的数值孔径N.A$_{弯}$是：

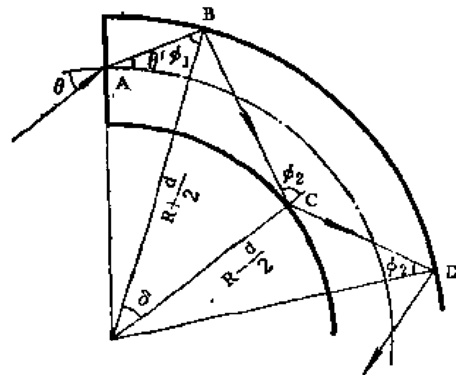


图13-12　子午光线在弯曲光学纤维中的传输

$$\mathrm{N.A}_{弯}=n_0\sin\alpha_m$$

$$=\left\{n_1^2-n_2^2\left[1+\frac{d}{R}+\left(\frac{d}{R}\right)^2\right]\right\}^{\frac{1}{2}} \tag{13-11}$$

很明显，弯曲的光学纤维的数值孔径小于直圆柱光学纤维（相当于$R\to\infty$情况）的数值孔径。图13-13给出了当$n_1=1.62$和$n_2=1.51$时，弯曲的光学纤维的孔径角θ_m与R/d的关系曲线。从图可知，当$R/d<20$时，θ_m随弯曲半径的减小而急剧减小。

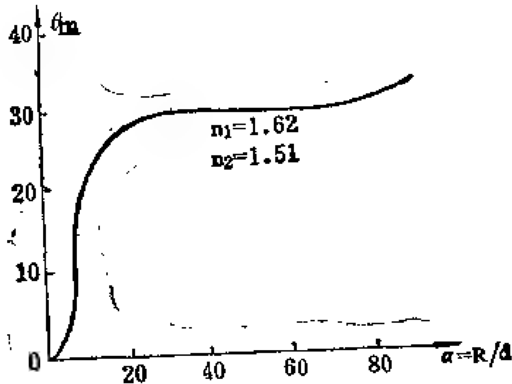


图13-13　孔径角与弯曲半径的关系

（四）锥形光学纤维

如图13-14所示，当一条子午光线入射到锥形光学纤维的大端时，折射光线在锥形界面上每次反射时，其入射角都要减小2θ，θ为锥形光学纤维的锥角。这条子午光线或者经过多次内全反射后，从锥形光学纤维的小端射出，这时的出射角α_2大于入射角α_1；或者经过若干次内全反射后，在锥形界面上的入射角小于保证内全反射所必须的临界角，这条光线将在界面上通过折射而逸出涂层之外。

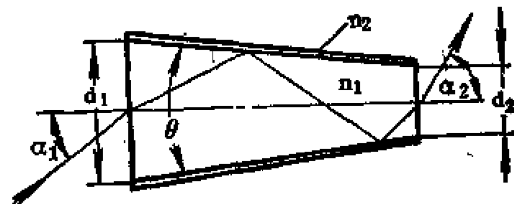


图13-14　在锥形光学纤维中的子午光线

反之，如果子午光线是从锥形光学纤维的小端入射，则折射光线在锥形界面上每次内全反射后，其入射角都要增加2θ。经过若干次内全反射后，直到倾斜角比θ小，不再发生内全反射，光线将沿锥形界面从大端射出。

子午光线通过锥形光学纤维后，角度α_1和角度α_2有如下关系

$$a_1\sin\alpha_1=a_2\sin\alpha_2 \tag{13-12}$$

这里，a_1和a_2分别为大端面和小端面的半径，α_1和α_2分别为大端面和小端面的入射角和出射角。

锥形光学纤维大端的数值孔径N.A$_{大}$是[12]

$$\mathrm{N.A}_{大} = n_0 \sin \alpha_1$$
$$= \frac{a_2}{a_1}(n_1^2 - n_2^2)^{\frac{1}{2}} \tag{13-13}$$

显然，在锥形光学纤维中，大端面的数值孔径$\mathrm{N.A}_{大}$比同样情况下的直圆柱光学纤维要大。

四、斜光线

前面已经提到，在光学纤维中传输的光线，在子午面上并通过纤维轴的光线称为子午光线，和纤维轴不相交的非子午面光线称为斜光线。图 13-15 表示任一条斜光线在直圆柱光学纤维中的传播。在传播过程中，每次反射时的入射角 φ 保持不变，其反射光线相对于法线的方位角 γ 也保持不变，和轴所成之角 θ' 也保持不变。这三个角度之间有如下关系：

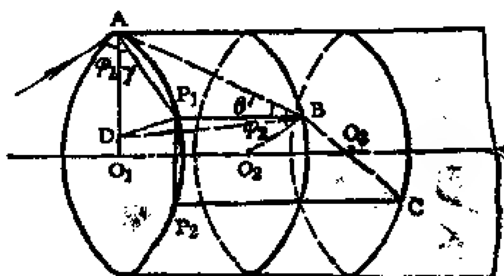


图 13-15 斜光线在直圆柱光学纤维中的传播

$$\cos\varphi = \cos\gamma \sin\theta'$$

数值孔径 $\mathrm{N.A}_{斜}$ 是 [1]

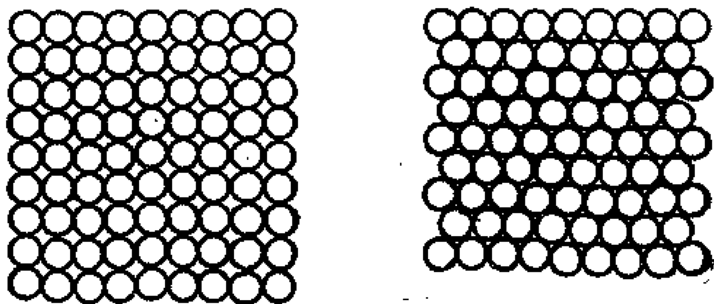
$$\mathrm{N.A}_{斜} = \frac{1}{\cos\gamma}(n_1^2 - n_2^2)^{\frac{1}{2}}$$
$$= \frac{\mathrm{N.A}_{子午}}{\cos\gamma} \tag{13-14}$$

从方程（13-14）可知，一般情况下，$\mathrm{N.A}_{斜} > \mathrm{N.A}_{子午}$，只有当 $\gamma = 0$ 时，才有 $\mathrm{N.A}_{斜} = \mathrm{N.A}_{子午}$，即子午光线情况。

五、光学纤维元件的分辨本领 [11]

前面已经指出，每根光学纤维的端面都是一个取样孔径，在传递图象时都携带着一个象元。分辨本领就是评价光学纤维元件传递图象质量好坏的一个重要标志，它定义为可以分辨的二目标之间的最小距离。常用单位长度内包含这个距离的数目，即每毫米的线对数来表示。分辨率愈高，光学纤维元件传递图象的性能就愈好，被传递的图象就愈清晰。

光学纤维元件的分辨率主要取决于光学纤维的中心距、排列方式、扫描方式和纤维直径。由单根光学纤维集合成光学纤维元件时，有两种可取的排列方式：正方形排列和六角形排列，如图 13-16 所示。从图可知，两种排列方式的相邻光学纤维之间的中心距不同（单根



正方形排列　　　　六角形排列

图 13-16 光学纤维元件的两种可能排列方式

光学纤维直径相同）。我们知道，由直径均匀的单根光学纤维组成的单层光学纤维，极限分辨率为 $1/2d$。其中 d 为光学纤维的直径。对于正方形排列的光学纤维元件，有效传光面积为$\frac{\pi}{4}\left(\frac{d}{a}\right)^2$。这里，$a$ 为二相邻纤维间的中心距，在紧密排列情况下，可以近似地认为$d=a$。这时，有效传光面积可达 78.5%。根据分析指出，极限分辨率为

$$R_{正}=\frac{1}{2d} \tag{13-15}$$

对于六角形排列的光学纤维元件，其有效传光面积是$\frac{\pi}{3.464}\left(\frac{d}{a}\right)^2$在紧密排列情况下，有效传光面积可达 90.7%。在静态条件下，极限分辨率为

$$R_{六}=\frac{1}{\sqrt{3}d} \tag{13-16}$$

因此，在光学纤维直径相同的条件下，六角形排列的光学纤维元件的极限分辨率 $R_{六}$ 为正方形排列的光学纤维元件的极限分辨率 $R_{正}$ 的 1.15 倍。还可以看到，分辨率与光学纤维的直径成反比，直径越小，分辨率就越高。常用的光学纤维传象束（又称为相关束），单丝直径一般应小于 15 微米，光学纤维面板，采用拉制复合纤维工艺，可使单纤维直径小于 5 微米，分辨率可达 100 线对/毫米以上。

在光学纤维传象束相对目标运动的动态扫描情况下，由于每根光学纤维可以对很多象元取样，因而分辨率有所提高，传递图象的质量有所改进。根据计算，在动态扫描情况下，光学纤维相关束的截止空间频率，即动态分辨率与排列方式无关，可表示为：

$$R_{动}=\frac{1.22}{d} \tag{13-17}$$

动态分辨率与静态分辨率之间有如下关系：

对正方形排列：

$$\frac{R_{动}}{R_{正}}=2.44 \tag{13-18}$$

对六角形排列

$$\frac{R_{动}}{R_{六}}=2.12 \tag{13-19}$$

当两个或两个以上的光学纤维元件串联使用时，分辨率显著下降。经验证明，n 个分辨率相同（都为 R'）的光学纤维元件串联时，系统的静态分辨率 R 为

$$R\doteq\frac{R'}{\sqrt{n}} \tag{13-20}$$

六、透过性能

透射率也称透过率 T 是表示光学纤维传光性能好坏的一个重要的物理参量。它定义为输出光通量 I 和输入光通量 I_0 之比值。

$$T=\frac{I}{I_0} \tag{13-21}$$

影响光学纤维透过性能的因素很多，主要有：

（一）端面菲涅耳反射损失[14]

当光线从空气入射到光学纤维端面时，不管入射角是多大，总有一部分光通量被反射，这就是菲涅耳反射损失。反射率是：

$$R(\theta)=\frac{1}{2}\left\{\left[\frac{\cos\theta-(n_1^2-\sin^2\theta)^{\frac{1}{2}}}{\cos\theta+(n_1^2-\sin^2\theta)^{\frac{1}{2}}}\right]^2+\left[\frac{(n_1^2-\sin^2\theta)^{\frac{1}{2}}-n_1^2\cos\theta}{(n_1^2-\sin^2\theta)^{\frac{1}{2}}+n_1^2\cos\theta}\right]^2\right\} \tag{13-22}$$

正入射时，上式简化为

$$R(o)=\left(\frac{1-n_1}{1+n_1}\right)^2 \tag{13-23}$$

经过菲涅耳反射后，进入光学纤维的光通量为 $1-R(\theta)$。再考虑出射端面的菲涅耳反射后，由光学纤维传输的光通量应为

$$t_1=[1-R(\theta)]^2 \tag{13-24}$$

图 13-17 给出了菲涅耳端面损失和光学纤维芯的折射率 n_1 间的关系曲线。从图可知，当 n_1 增加时，$R(\theta)$ 明显增大。图 13-18 给出了当 $n_1=1.52$ 时，菲涅耳反射率 $R(\theta)$ 和入射角 θ 的关系曲线。从图可知，在正入射时，$R(\theta)$ 很小，当入射角接近 $\pi/2$ 时，$R\left(\frac{\pi}{2}\right)\longrightarrow 1$。

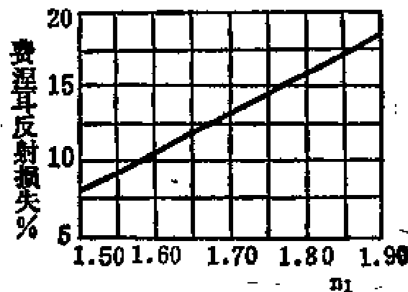


图 13-17　菲涅耳端面损失和芯折射率 n_1 的关系曲线

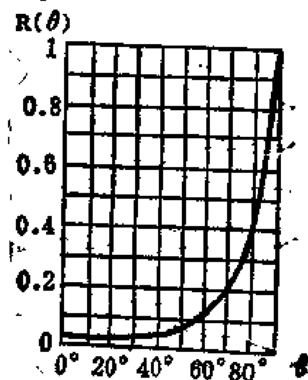


图 13-18　当 $n_1=1.52$ 时，$R(\theta)$ 和入射角 θ 的关系曲线

（二）界面内全反射损失

设芯—涂层界面上的内全反射系数为 α，在理想情况下，$\alpha=1$，这时不存在内全反射损失。但在一般情况下，总有 $\alpha<1$。如果内全反射损失系数为 $A(\theta_1)$，则 $\alpha=1-A(\theta_1)$。当光线在界面上的内全反射次数为 η，则考虑内全反射损失后，光学纤维传输的光通量 t_2 为

$$t_2=[1-A(\theta_1)]^{\eta} \tag{13-25}$$

对于直圆柱光学纤维，子午光线的全反射次数是

$$\eta=\frac{L}{2a}\operatorname{tg}\theta_1 \tag{13-26}$$

其中，L 为光学纤维的长度，a 为光学纤维的半径，θ_1 为光线在入射端面上的折射角，其大小为 $\pi/2-\Phi$，Φ 为内全反射角。对小直径、长光学纤维，η 相当大，内全反射损失很明显。例如，对于 $a=20$ 微米，$L=1$ 米的光学纤维，当 $\theta_1=35°$ 时，η 为 35000 次。

（三）吸收损失

设 β 为光学纤维芯料的吸收系数，$S(\theta_1)$ 为光线在光学纤维中传播所通过的路程长度。考虑吸收损失后，光线通过光学纤维的光通量 t_3 应为

$$t_3=\exp[-\beta S(\theta_1)] \tag{13-27}$$

对于直圆柱光学纤维，子午光线通过的路程长度是

$$S(\theta_1)=L\sec\theta_1 \tag{13-28}$$

L 越长，θ_1 越大，$S(\theta_1)$就越大，吸收损失就越严重，t_3 就越小。

（四）透射（过）率表达式

考虑上述三种光能损失因素后，就能得到通过光学纤维的光通量是

$$\begin{aligned}t&=t_1t_2t_3\\&=[1-R(\theta_1)]^2[1-A(\theta_1)]^\eta\exp[-\beta S(\theta_1)]\end{aligned} \tag{13-29}$$

如果考虑一束入射光线，则通过光学纤维的光通量是：

$$T=2\pi K\int F(\theta_1)[1-R(\theta_1)]^2[1-A(\theta_1)]^\eta\exp[-\beta S(\theta_1)]\sin\theta_1 d\theta_1 \tag{13-30}$$

这里，$F(\theta_1)$是入射光束的角分布，K 是常数，它可由下式确定

$$2\pi K\int_0^{\theta_1}F(\theta)\sin\theta d\theta=1$$

第三节 光学纤维的波动理论

前面已经指出，当光学纤维的直径远大于入射光波长时，就可以采用光线理论来分析光线在光学纤维中的传输。如果光学纤维的直径小到可以和入射光波长相比时，光的波动特性就十分明显，这时，可以把光学纤维看作为介质波导管。其中，只有具有确定空间、时间分布的电磁场成分（模）才能存在，这个模和纤维参数、入射光频率和涂层的性质有关，并且是麦克斯韦方程的一个解，且满足光学纤维的边界条件。因此，就要采取波动理论来处理光波在光学纤维波导管中的传输。

一、本征值方程

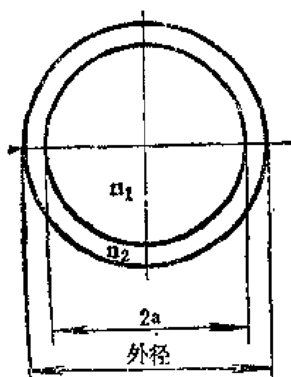


图 13-19 光学纤维波导横截面

我们假定光学纤维波导管的横截面如图 13-19 所示。纤维芯的折射率为 n_1，半径为 a，涂层的折射率为 n_2。对这样的光学纤维波导的严格数学处理很复杂。通常，为了使模表示简化，都要采取弱传导近似[16]

$$\frac{n_1-n_2}{n_1}\ll 1 \tag{13-31}$$

这就是说，在芯折射率 n_1 十分接近涂层折射率 n_2 的条件下，就可以得到简化的本征值方程和近似解。

如果我们选取 K 为真空中的位相常数（或传播常数），β为芯中的轴向位相常数，k 是芯的位相常数，γ 为涂层的衰减常数，$u=ka$ 和 $v=\gamma a$ 分别为纤维芯的位相参量和涂层的衰减参量，则有

$$\begin{aligned}k^2&=n_1^2K^2-\beta^2\\\gamma^2&=\beta^2-n_2^2K^2\end{aligned} \tag{13-32}$$

和

$$V^2=u^2+v^2$$

$$=\left(\frac{2\pi a}{\lambda}\right)^2(n_1^2-n_2^2)$$

$$=2\Delta n_1^2K^2a^2 \tag{13-33}$$

这里 $\Delta=(n_1^2-n_2^2)/2n_1^2$ 是相对折射率差，V 称为光学纤维的特征参量，又称为光学纤维的归一化频率。

根据麦克斯韦方程和光学纤维的边界条件，我们很容易求解标量波动方程而得到光学纤维波导的本征值方程[9,17,18,19]

$$\frac{kJ_{\nu\pm1}(ka)}{J_\nu(ka)}=\frac{i\gamma H^{(1)}_{\nu\pm1}(i\gamma r)}{H^{(1)}_\nu(i\gamma r)} \tag{13-34}$$

这里，$J_\nu(ka)$ 是宗量为 ka 的 ν 阶贝塞尔函数，$H_\nu^{(1)}(i\gamma r)$ 是宗量为 $i\gamma r$ 的第一类 ν 阶调制汉克尔函数。

二、传导模[9,21]

可以为光学纤维传输的那些电磁场成分称为传导模。它的轴向位相常数 β 位于区间

$$n_2K\leqslant\beta\leqslant n_1K$$

接近截止时，模的截止条件是

$$J_{\nu-1}(ka)=0 \tag{13-35}$$

当 $\nu=0$ 时，ka 可以选取如下数值

0，3.83171，7.01559，10.17347，13.32369……

当 $\nu=1$ 时，ka 可以选取如下数值

2.40483，5.52008，8.65373，11.79153，14.93092……

远离截止时，模的截止条件是

$$J_\nu(k_\infty a)=0 \tag{13-36}$$

当 $\nu=0$ 时，$k_\infty a$ 可取如下数值

2.40483，5.52008，8.65373，11.79153，14.93092……

当 $\nu=1$ 时，$k_\infty a$ 可取如下数值

3.83171，7.01559，10.17343，13.32369，16.47063……

图13-20 给出了归一化频率 V 与 ka 的关系曲线。从图可知，当 V＜2.405 时，仅存在一个模 LP_{01}，它称为基模(或主模)，其它模全部截止。当 3.832＞V＞2.405 时，才出现 LP_{11} 模。LP_{mn} 模表示线偏振模，即模的偏振状态不随时间变化，脚标 mn 表示 m 阶贝塞耳函数的第 n 个根。图13-21 给出了零阶贝塞尔函数 $J_0(ka)$ 和一阶贝塞尔函数 $J_1(ka)$ 的根与 ka 的关系。

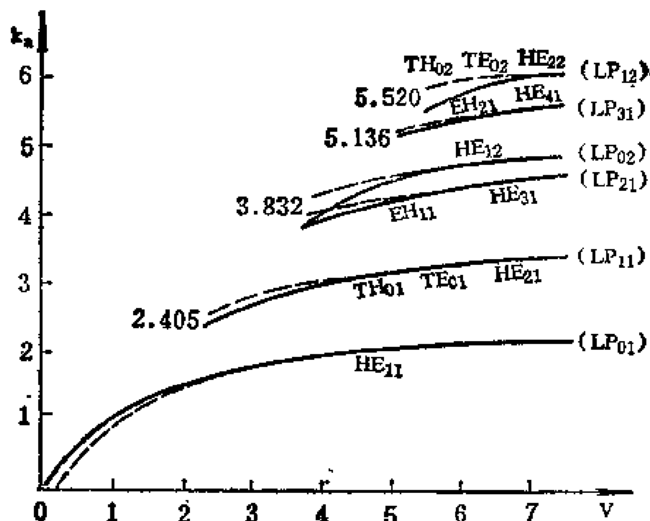


图 13-20　V 与 ka 的关系曲线。实线由本征方程确定，虚线由近似解 $ka=k_\infty a(n_1^2\varepsilon_0)^{-\frac{1}{V}}$ (V>5) 确定

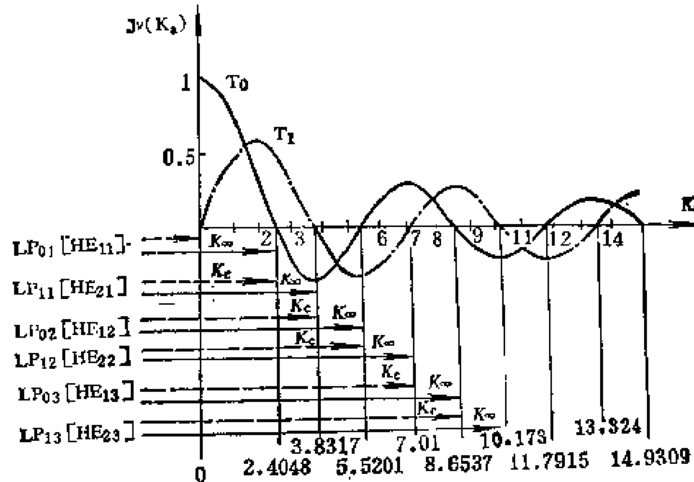


图 13-21 参数 ka 与贝塞尔函数的关系

图中的 k_c 表示截止时的 k_ca 值，k_∞ 表示远离截止时的 $k_\infty a$ 值。不同的传导模出现时的 ka 值区间是由贝塞尔函数的根确定的。例如，LP_{11} 模的截止值 k_ca 是 2.4048，而 2.4048 又是 LP_{01} 模远离截止的 $k_\infty a$ 值；LP_{11} 模的远离截止的近似值是 3.8317，而 3.8317 又是 LP_{02} 模的截止值。图中还告诉我们，当 ka 增加时，各模出现的先后顺序。表 13-1 给出了在弱传导近似下，开始 28 个模的截止值 k_ca 和远离截止的值 $k_\infty a$。

表 13-1 在弱传导近似下，开始 28 个模的 k_ca 值和 $k_\infty a$ 值

模	k_ca	$k_\infty a$
$LP_{01}(HE_{11})$	0	2.40483
$LP_{11}(HE_{21},TH_{01},TE_{01})$	2.40483	3.83171
$LP_{21}(EH_{11},HE_{31},HE_{12})$	3.83171	5.13562
$LP_{31}(EH_{21},HE_{41})$	5.13562	6.38016
$LP_{12}(HE_{22},TH_{02},TE_{02})$	5.52008	7.01559
$LP_{41}(EH_{31},HE_{37})$	6.38016	7.58834
$LP_{22}(EH_{12},HE_{32},HE_{13})$	7.01559	8.41724
$LP_{51}(EH_{41},HE_{61})$	7.58834	8.77142
$LP_{32}(EH_{22},HE_{42})$	8.41724	9.76102
$LP_{13}(HE_{23},TH_{03},TE_{03})$	8.65375	10.17347
$LP_{61}(EH_{51},HE_{71})$	8.77142	9.93611
$LP_{42}(EH_{32},HE_{52})$	9.76102	11.06471

三、功率分布 [12]

在光学纤维中，入射光的能量主要集中在芯中，一小部分能量在涂层中传输，还有部分能量逸出波导壁外。因此，能量在光学纤维中不是集中在一个地方，而是有一定的分布。可以计算，集中在光学纤维芯区的那部分能量是

$$P_{\text{芯}}=\frac{1}{2}\int_0^{2\pi}\int_0^{a} r(E_xH_y^*-H_yH_x^*)drd\Phi \qquad (13\text{-}37)$$

同样，在涂层中的功率是

$$P_{\text{涂}}=\frac{1}{2}\int_0^{2\pi}\int_a^{\infty}(E_xH_y^*-E_yH_x^*)d\Phi dr \qquad (13\text{-}38)$$

经过不复杂的计算，在截止时有

$$\frac{P_{\text{涂}}}{P_{\text{总}}}=\begin{cases}1 & \text{当 } \nu=0,1\\ \dfrac{1}{\nu} & \text{当 } \nu\geqslant 2\end{cases} \qquad (13\text{-}39)$$

近离截止时有

$$\frac{P_{\text{涂}}}{P_{\text{总}}}=0 \qquad (13\text{-}40)$$

因此，在截止时，对于 $\nu=0,1$ 的低阶模，总有 $P_{\text{涂}}/P_{\text{总}}=1$，即入射光能量全部集中在涂层中；对于 $\nu\geqslant 2$ 的高阶模，功率分布在涂层中的比率为 $1/\nu$；当 ν 很大时，大部分功率仍集中在纤维芯中；远离截止时，$P_{\text{涂}}/P_{\text{总}}=0$，功率完全集中在芯中，这就是传导模情况。

第四节　变折射率光学纤维

以后我们将会提到，通信容量主要取决于光学纤维的色散。普通阶跃折射率光学纤维的模式色散所占比重很大，这就限制了传输信号的速率或通信容量。为了减少色散，人们设计了一种折射率沿径向梯度变化的光学纤维，这就是变折射率光学纤维，或梯度折射率光学纤维、非均匀介质光学纤维、渐变折射率光学纤维，如图 13-3 所示。实际上，除液芯光学纤维外，其它由固态材料制成的很多阶跃折射率光学纤维，由于制作过程中的热作用，在芯—涂层界面上的折射率总是或多或少地存在梯度变化现象。如果折射率梯度变化的区间小于入射光波长时，阶跃折射率分布就是一个合适的模型。如果折射率梯度变化的区间远大于入射光波长，这时就必须采用变折射率分布模型来处理光波在光学纤维中的传播。

一、变折射率光学纤维的光线光学

（一）折射率分布

由于变折射率光学纤维芯的折射率不是常数，而是沿径向呈梯度变化。为了保证光线的传输，就要求通过光学纤维的所有光线的光程为一常数，即满足费马原理。

$$\int_s n(r)ds=\text{const}$$

这里，ds 为沿光线轨迹的长度元。很容易从上式得到[12]

$$n^2(r)=n^2(o)[1-\cos^2\Phi_0\alpha^2r^2] \qquad (13\text{-}41)$$

其中，$n(r)$ 和 $n(o)$ 分别为 r 处和轴上的折射率，Φ_0 为入射光线和子午面间的夹角，α 为与梯度折射率变化有关的常数。对于近轴光线，有 $\Phi_0\doteq 0$，方程（13-41）变成

$$\begin{aligned}n(r)&=n(o)[1-\alpha^2r^2]^{\frac{1}{2}}\\&\doteq n(o)\left(1-\frac{1}{2}Ar^2\right)\end{aligned} \qquad (13\text{-}42)$$

这里，$A=\alpha^2$ 通常称为折射率分布常数，又称为聚焦常数。这就是我们常用的变折射率分布公式。折射率分布服从方程（13-42）的光学纤维，通常称为聚焦纤维，直径较粗（如1毫米左右）的称为聚焦棒透镜。当 $\alpha=0$ 时，有 $n(r)=n(o)$，就是阶跃折射率分布公式。方程（13-42）右端括号中取负号，即 $\alpha^2>0$，称为抛物线折射率分布公式；如果 $\alpha^2<0$，方程（13-42）可改写为

$$n(r)=n(o)[1+\alpha^2r^2]^{\frac{1}{2}}$$
$$=n(o)\left[1+\frac{1}{2}Ar^2\right]$$

表示折射率随径向梯度增加。它和抛物线分布对光线有聚焦作用相反，它对光线有发散作用。对具有这样折射率分布的光学纤维，一般称为发散光学纤维。

（二）光线轨迹

在圆柱坐标系中，光线方程式是

$$\frac{d}{ds}\left(n\frac{dv}{ds}\right)=\nabla n \tag{13-43}$$

对子午光线来说，光线方程的径向分量可以写成

$$\frac{d}{ds}\left(n\frac{dr}{ds}\right)=\frac{dn}{dr} \tag{13-44}$$

在近轴近似下，该方程又可进一步写成

$$\frac{\partial^2 r}{\partial z^2}=-Ar$$

其一般解是：

$$\begin{pmatrix}r_2\\ \dot{r}_2\end{pmatrix}=\begin{pmatrix}\cos\sqrt{A}Z & \frac{1}{n(o)\sqrt{A}}\sin\sqrt{A}Z\\ -n(o)\sqrt{A}\sin\sqrt{A}Z & \cos\sqrt{A}Z\end{pmatrix}\begin{pmatrix}r_1\\ \dot{r}_1\end{pmatrix} \tag{13-45}$$

这里，r_1、r_2 为入射点和出射点的位置坐标，$\dot{r}_1$、$\dot{r}_2$ 为入射光线和出射光线分别在 r_1 和 r_2 处的斜率。$\dot{r}_1$ 表示对坐标 Z 的微分，Z 为光学纤维的长度坐标。对平行入射光线，可以得到如下关系：

$$r_2=r_1\cos(\sqrt{A}Z)$$

并且有

$$L=\frac{2\pi}{\sqrt{A}} \tag{13-46}$$

这就是说，光线在变折射率（抛物线分布）光学纤维中传输的轨迹是一正弦曲线，其周期为 $2\pi/\sqrt{A}$，如图 13-22 所示。

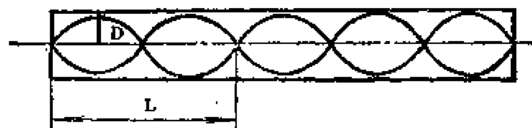


图13-22　光线在变折射率光学纤维中的正弦轨迹

（三）数值孔径

变折射率光学纤维的数值孔径不是常数，而与光线的入射点 r 有关。仅考虑子午光线时，数值孔径 $N.A_{数}$ 是[9]

$$N.A_{数}=n_0\sin\theta_c=[n^2(o)-n^2(a)]^{\frac{1}{2}}\left(1-\frac{r^2}{a^2}\right)^{\frac{1}{2}}$$

$$= N.A_{阶跃}\left(1-\frac{r^2}{a^2}\right)^{\frac{1}{2}} \tag{13-47}$$

在纤维轴上，$r=0$，方程（13-47）变成

$$N.A_{变}=[n^2(o)-n^2(a)]^{\frac{1}{2}}=N.A_{阶跃}$$

即等于阶跃折射率光学纤维的数值孔径，其值最大。随着 r 的增加，数值孔径不断减小，当 $r=a$ 时，即入射点在芯—涂层界面上时，数值孔径为零。

（四）转向点

从图 13-21 可知，光线在变折射率光学纤维中的轨迹是正弦曲线，光线先离轴向外传输到一定距离后，又折向轴传输。改变传输方向的这一点称为转向点，它可以由光线光学求出[9,19]

$$\left(\frac{r_{1,2}}{a}\right)^2=\frac{1}{2}\mp\left[\frac{1}{4}-\left(\frac{\tau}{V}\right)^2\right]^{\frac{1}{2}} \tag{13-48}$$

这里，$V=ka[n^2(o)-n^2(a)$是归一化频率参量，τ 是一整数。方程（13-48）右端平方根前面的“-”号相应于内转向点 r_1，“+”号相应于外转向点 r_2。在截止时，外转向点可从 $\tau=V/2$，即方程（13·48）中根式为零条件下的 $r_2=a/\sqrt{2}$ 移向 $\tau=0$ 的 $r_2=a$；同时，内转向点 r_1 由 $r_1=a/\sqrt{2}$ 移向 $r_1=0$；当 $\tau>V/2$ 时，方程（13-48）中根式内为负，这时不存在转向点，表示光线通过涂层逸出芯外；当 $\tau=V/2$ 时，r_1 与 r_2 重合，这时只存在一个转向点。图 13-23 给出了这样的转向点示意图。

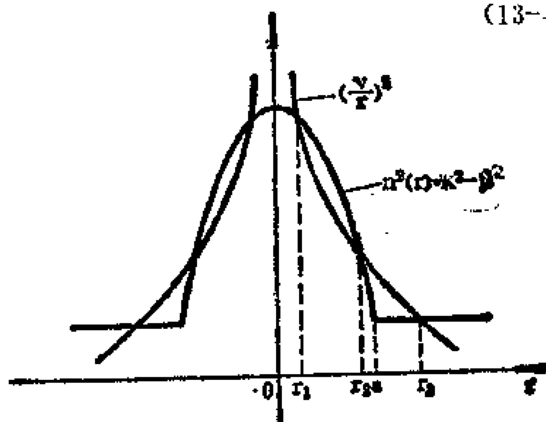


图 13-23　内转向点示意图

二、变折射率（聚焦型）棒透镜

由于光线在变折射率光学纤维（或棒）中的轨迹是周期为 $L=2\pi/\sqrt{A}$ 的正弦曲线，它和一般透镜一样，可以聚光、成象。由于这种光学纤维的直径可以小到几十微米，也能大到几十毫米，就可能作成几十微米到几十毫米的棒透镜。其主要光学性能是[22,24]

焦点距离

$$f=\frac{1}{n(o)\sqrt{A}\sin(\sqrt{A}Z)} \tag{13-49}$$

焦点位置

$$S=\frac{1}{n(o)\sqrt{A}}\mathrm{ctg}(\sqrt{A}Z) \tag{13-50}$$

主平面位置

$$h=\frac{1}{n(o)\sqrt{A}}\mathrm{tg}(\sqrt{A}Z) \tag{13-51}$$

成象位置

$$l_2=\frac{1}{n(o)\sqrt{A}}\frac{n(o)\sqrt{A}l_1\cos(\sqrt{A}Z)+\sin(\sqrt{A}Z)}{n(o)\sqrt{A}l_1\sin(\sqrt{A}Z)-\cos(\sqrt{A}Z)} \tag{13-52}$$

横向放大率

$$M=\frac{-1}{n(o)\sqrt{A}l_1\sin(\sqrt{A}Z)-\cos(\sqrt{A}Z)}$$

$$=\mp\left[\frac{An^2(o)l_2^2+1}{An^2(o)l_1^2+1}\right]^{\frac{1}{2}} \tag{13-53}$$

这里，l_1 是物距，方程（13-53）右端根号前面的"+"号相应于正立象，"−"号相应于倒立象。

$m=1$ 的成象条件[25]

正立实象情况

$$h_{正}=\frac{1}{n(o)\sqrt{A}}\operatorname{tg}\left(\frac{\sqrt{A}Z}{2}\right),\qquad \pi<\sqrt{A}Z<2\pi \tag{13-54}$$

倒立实象情况

$$h_{倒}=\frac{1}{n(o)\sqrt{A}}\operatorname{ctg}\left(\frac{\sqrt{A}Z}{2}\right)\qquad o<\sqrt{A}Z<\pi \tag{13-55}$$

成象于棒透镜端面情况

$$l_{端面}=-\frac{1}{n(o)\sqrt{A}}\operatorname{tg}(\sqrt{A}Z) \tag{13-56}$$

图 13-24 给出了各有关参量的定义图。图13-25给出了变折射率棒透镜长度$\sqrt{A}Z$ 与焦点距离 f 和主平面距离 h 的关系曲线。图 13-26 给出了变折射率棒透镜的量 $n(o)\sqrt{A}l_1$ 与$\sqrt{A}Z$ 的关系曲线，并且给出了产生不同类型象的区域。表 13-2 给出了基点和相应的光学特征量的公式。从上述公式、图表明显地看到，变折射率棒透镜的焦距、焦点位置、主平面位置、象距、横向放大率、成象在棒端面时的物距和放大率为 1 的物距等都是变折射率棒透镜的长度 Z 的周期函数。也就是说，变折射率棒透镜的长度不同，其主要特性也各不相同，这是变折射率棒透镜和一般透镜不同的显著特点。

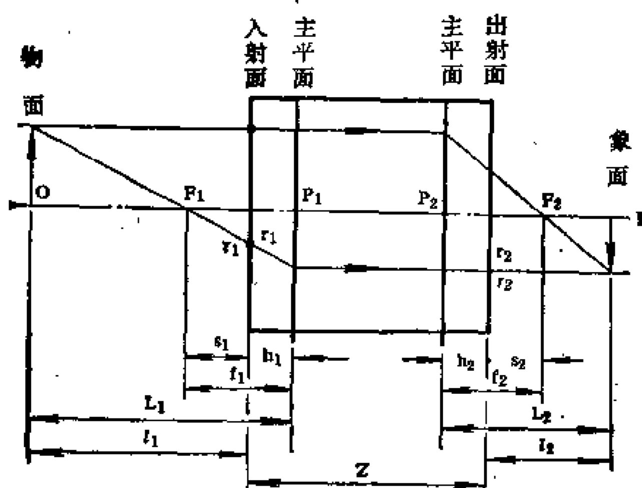


图 13-24　变折射率棒透镜有关参数之定义

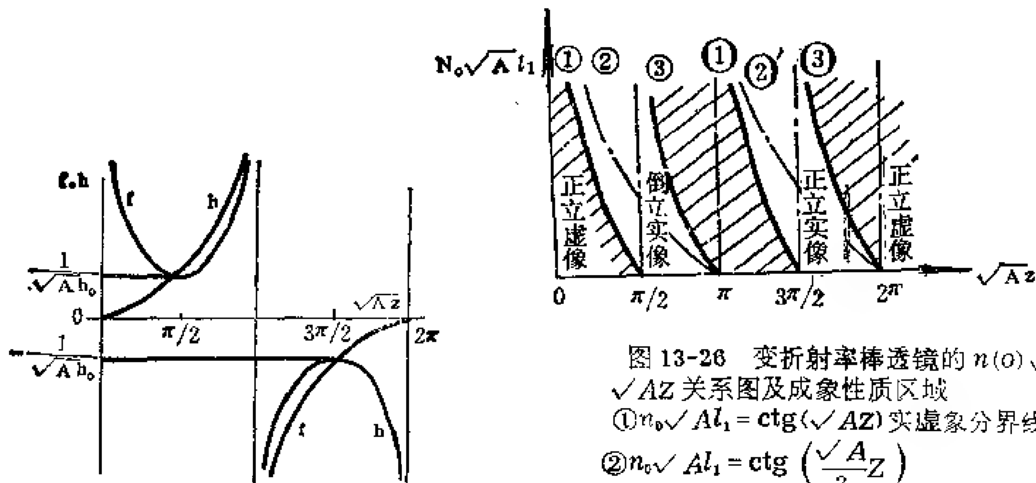


图 13-25　变折射率棒透镜的$\sqrt{A}Z$与 f 和 h 的关系曲线

图 13-26　变折射率棒透镜的$n(o)\sqrt{A}l$, 与$\sqrt{A}Z$关系图及成象性质区域

①$n_0\sqrt{A}l_1=\mathrm{ctg}(\sqrt{A}Z)$ 实虚象分界线

②$n_0\sqrt{A}l_1=\mathrm{ctg}\left(\frac{\sqrt{A}}{2}Z\right)$

②′$n_0\sqrt{A}l_1=-\mathrm{tg}\left(\frac{\sqrt{A}}{2}Z\right)$ 等倍数成象线

③$n_0\sqrt{A}l_1=-\mathrm{tg}(\sqrt{A}Z)$ 端面成象条件

表 13-2　变折射率棒透镜的光学性能

名　　称	公　　式	
焦　距　f	$1/(\sqrt{A}n_0\sin\sqrt{A}Z$	从主平面计算
焦点位置　s	$\frac{1}{\sqrt{A}n_0}\mathrm{ctg}\sqrt{A}Z$	从端面计算
主平面位置　h	$\frac{1-\cos\sqrt{A}Z}{n_0\sqrt{A}\sin\sqrt{A}Z}$ 或 $\frac{1}{n_0\sqrt{A}}\mathrm{tg}(\frac{1}{2}\sqrt{A}Z)$	从端面计算
像位置　l_2	$\frac{1}{n_0\sqrt{A}}\frac{n_0l_1\sqrt{A}\cos\sqrt{A}Z+\sin\sqrt{A}Z}{n_0l_1\sqrt{A}\sin\sqrt{A}Z-\cos\sqrt{A}Z}$	l_1, 物距 $l_2>0$ 实像, $l_2<0$ 虚像
放大率　M	$\frac{1}{n_0\sqrt{A}l_1\sin\sqrt{A}Z-\cos\sqrt{A}Z}$	$M>0$ 正立像 $M<0$ 倒立像
像成在端面时的物距 l_1	$-\frac{1}{n_0\sqrt{A}}\mathrm{tg}\sqrt{A}Z$	$l_2=0$
放大率 $M=1$ 时的物距	$\frac{1}{n_0\sqrt{A}}\mathrm{ctg}(\frac{1}{2}\sqrt{A}Z)$　$0<\sqrt{A}Z\leqslant\pi$ $-\frac{1}{n_0\sqrt{A}}\mathrm{tg}(\frac{1}{2}\sqrt{A}Z)$　$\pi\leqslant\sqrt{A}Z\leqslant 2\pi$	$M=-1$ 或 $M=+1$

成象公式

如果焦距 f、物距 L_1 和象距 L_2 都以主平面为基点进行计算，不难得到和普通透镜完全一样的物象关系：

$$\frac{1}{L_1}+\frac{1}{L_2}=\frac{1}{f}\tag{13-57}$$

因此，在物距、象距和焦距三个量中，只要知道其中任意两个，我们就可以求出第三个参量。表 13-3[10]给出了变折射率棒透镜的成象特性与棒长度的关系。

表 13-3　变折射率棒透镜的成象特性

棒透镜长度	物和象的位置	象的性质
$0<L<\frac{1}{4}\frac{2\pi}{\sqrt{A}}$	P F F′ Q Q F P F′	倒立实象 正立虚象
$L=\frac{1}{4}\frac{2\pi}{\sqrt{A}}$	P F F′ Q	倒立实象
$\frac{1}{4}\frac{2\pi}{\sqrt{A}}<L<\frac{1}{2}\frac{2\pi}{\sqrt{A}}$	P F F′ Q P F F′ Q P F F′ Q	倒立虚象 在端面上的倒象 倒立实象
$L=\frac{1}{2}\frac{2\pi}{\sqrt{A}}$	P Q P Q	放大率为1的倒立虚象 放大率为1，象在端面上
$\frac{1}{2}\frac{2\pi}{\sqrt{A}}<L<\frac{3}{4}\frac{2\pi}{\sqrt{A}}$	P F F′ Q Q F P F′	正立实象 倒立虚象
$L=\frac{3}{4}\frac{2\pi}{\sqrt{A}}$	P F F′ Q	正立实象
$\frac{3}{4}\frac{2\pi}{\sqrt{A}}<L<\frac{2\pi}{\sqrt{A}}$	P F F′ Q P F F′ Q P F F′ Q	正立虚象 在端面上的正立象 正立实象
$L=\frac{2\pi}{\sqrt{A}}$	P Q P Q	放大率为1正立虚象 放大率为1在端面的工象

色差

由于折射率和波长有关，因而变折射率棒透镜的分布常数 A 和焦距 f 都是波长的函数，传输的白光象就存在色差。图 13-27 给出了 F 光、C 光和 D 光通过变折射率棒透镜传输的不同周期，因而它们不能成象于一点，而形成了色差。不难算出，纵向色差是：[25]

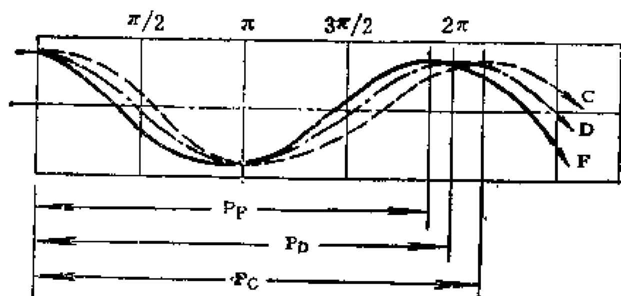


图 13-27　不同波长的光经过变折射率棒透镜传输时有不同的周期

$$
\begin{aligned}
\frac{\Delta l}{l} &= \left[2\sqrt{A}n(o)l_1\sin(\sqrt{A}Z)-\left(1+\frac{l_1}{l_2}\right)M\cos(\sqrt{A}Z)\right]\frac{\Delta n(o)}{n(o)}\\
&+\left\{\frac{Z}{Sn(o)}-\sqrt{A}M[Z+2n(o)l_2]\sin\sqrt{A}Z)\right.\\
&\left.+M\left[1-\sqrt{A}n(o)l_1Z+\frac{l_1}{l_2}\right]\cos(\sqrt{A}Z)\right\}\frac{\Delta L}{L}
\end{aligned}
\tag{13-58}
$$

横向色差是

$$
\begin{aligned}
\frac{\Delta M}{M} &= \sqrt{A}n(o)l_1M\sin(\sqrt{A}Z)\frac{\Delta n(o)}{n(o)}\\
&+\sqrt{A}[\sqrt{A}n(o)Zl_2-n(o)l_1M\sin(\sqrt{A}Z)]\frac{\Delta L}{L}
\end{aligned}
\tag{13-59}
$$

这里，$\Delta n(o)/n(o)$ 表示折射率随波长的相对变化，我们称为色散量；$\Delta L/L$ 表示周期随波长的相对变化，我们称为色差量，它又可以表示为：

$$
\begin{aligned}
\frac{\Delta L}{L} &= \frac{L_F-L_C}{L_D} = \frac{n(a)}{2[n(o)-n(a)]}\left[\left(\frac{n_F-n_c}{n_D}\right)_a-\left(\frac{n_F-n_c}{n_D}\right)_o\right]\\
&=\frac{1}{2}\,\frac{n(a)}{n(o)-n(a)}\left[\frac{n(a)-1}{n(a)\nu_a}-\frac{n(o)-1}{n(o)\nu_o}\right]
\end{aligned}
\tag{13-60}
$$

其中，脚标 F、C 和 D 分别表示在 F 光、C 光和 D 光作用下的物理量。圆括号下面的脚标"a"和"o"分别表示圆括号内的量是在 $r=a$（周边）和 $r=0$（轴上）的数值，ν 是阿贝数。色差量公式（13-60）表明，变折射率棒透镜的色差量仅与轴和周边上的折射率和阿贝数有关。要得到小色差量的变折射率棒透镜，就要使棒透镜轴和周边上的色差量之差减小，轴和周边上的折射率差增大，周边上的折射率较小。图 13-28 和 13-29 分别给出了典型的含 Tl、Cs 玻璃变折射率棒透镜和DAP（磷苯二甲酸二烯丙酯）——MMA(甲基丙烯酸甲酯)、CR39（二甘醇双烯丙基碳酸酯）——8FMA(1,1,5 三羟基全氟戊酯异丁烯酸酯）塑料变折射率棒透镜的色差曲线。从公式和色差曲线可知，纵向色差和横向色差都是棒透镜长度的周期函数。表 13-4 给出了日本板玻璃公司生产的变折射率棒透镜的特性参数与规格型号。

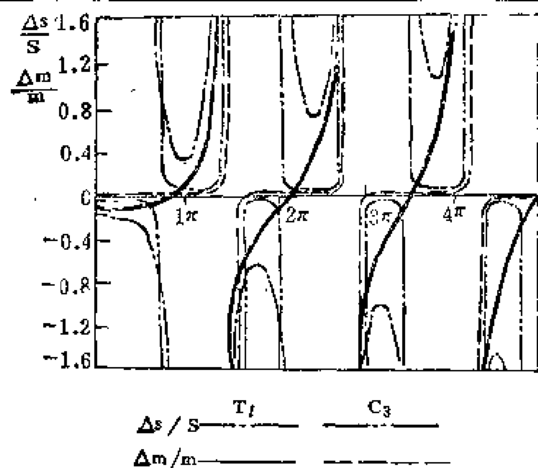


图 13-28　含Tl和C_s的玻璃变折射率棒透镜的色差曲线

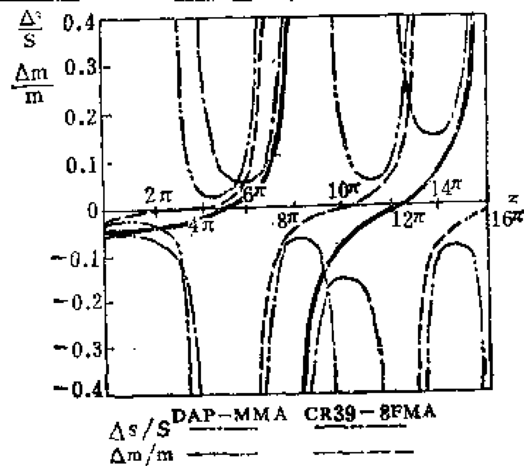


图 13-29　DAP-MMA和CR39-8FMA二元共聚体变折射率棒透镜的色差曲线

表 13-4　日本板玻璃公司生产的微透镜棒（SML）产品（ =0.83微米）

型　　号	直径(毫米)	长度(毫米)	NA	$2\theta_{max}$	n_0	$\sqrt{A}$（毫米$^{-1}$）
SLS—Φ1.0—0.25P		3.4				
SLS—Φ1.0—0.50P	1.0	6.9				0.457
SLS—Φ1.0—0.75P		10.3				
SLS—Φ1.5—0.25P		5.2				
SLS—Φ1.5—0.50P	1.5	10.3	0.35	40	1.552	0.305
SLS—Φ1.5—0.75P		15.5				
SLS—Φ2.0—0.25P		6.9				
SLS—Φ2.0—0.50P	2.0	13.7				0.229
SLS—Φ2.0—0.75P		20.6				
SLW—Φ1.0—0.25P		2.7				
SLW—Φ1.0—0.50P	1.0	5.3				0.590
SLW—Φ1.0—0.75P		8.0				
SLW—Φ1.5—0.25P		4.0				
SLW—Φ1.5—0.50P	1.5	8.0				0.393
SLW—Φ1.5—0.75P		12.0	0.46	55	1.602	
SLW—Φ1.8—0.25P		4.8				
SLW—Φ1.8—0.50P	1.8	9.6				0.328
SLW—Φ1.8—0.75P		14.4				
SLW—Φ2.0—0.25P		5.3				
SLW—Φ2.0—0.50P	2.0	10.7				0.295
SLW—Φ2.0—0.75P		16.0				

三、球向变折射率透镜

和前面讨论的径向变折射率棒透镜不同，球向变折射率球透镜的折射率分布对某一点（即对称中心）呈球对称。在这样的球透镜中，每一条光线都是位于通过对称中心的平面曲线。

球向变折射率球透镜的光线轨迹方程式有如下形式[26]：

$$
\begin{aligned}
M &= \int_0^u \frac{du}{(1-\rho_0 u)[n^2(1-\rho_0 u)^2-(e\rho_0)^2]^{\frac{1}{2}}}\\
x &= (1-\rho_0 u)(\alpha x_0+P_0 M\sin c\theta)\\
y &= (1-\rho_0 u)(\alpha y_0+q_0 M\sin c\theta)\\
z &= (1-\rho_0 u)(\alpha z_0+l_0 M\sin c\theta)\\
P &= A|\rho_0|x_0+BP_0\\
q &= A|\rho_0|y_0+Bq_0\\
l &= A\alpha+Bl_0
\end{aligned}
\qquad (13\text{-}61)
$$

这里

$$
\begin{aligned}
u &= |r-r_0| = \varepsilon(r-r_0)\\
\theta &= \bar{e}|\rho_0|M\\
\bar{e} &= |e\rho_0| = n_0\sin\psi_0\\
\beta &= n_0|\rho_0|M\sin c\theta\\
\alpha &= \cos\theta-\beta\cos\psi_0\\
a &- \varepsilon[1-\rho_0^2(x_0^2+y_0^2)]^{\frac{1}{2}} = \cos\alpha_0\\
A &= \frac{\alpha t-n_0\cos(\theta-\psi_0)}{1-\rho_0 v}\\
B &= \frac{\frac{\beta t}{n_0}+\cos\theta}{1-\rho_0 u}\\
t &= \varepsilon[n^2(1-\rho_0 u)^2-\bar{e}^2]^{\frac{1}{2}}
\end{aligned}
$$

并且

$$
e = nr^2\frac{d\theta}{dr}\left[1+r^2\left(\frac{d\theta}{dr}\right)^2\right]^{-\frac{1}{2}} = \varepsilon nr\sin\psi
$$

对任何光线都是不变量，它是球向变折射率球透镜中的斯涅耳定律。ρ_0为通过P_0的折射率球面S_0的曲率。当$\rho_0>0$时，$\varepsilon=+1$；当$\rho<0$时，$\varepsilon=-1$。x_0、y_0、z_0和p_0、q_0、l_0分别为p_0光线的坐标和光学方向余弦。x、y、z和p、q、l分别为光线上任一点的坐标和光学方向余弦。各物理量的定义如图13-30所示。从方程组（13.61）就可以得到球向变折射率球透

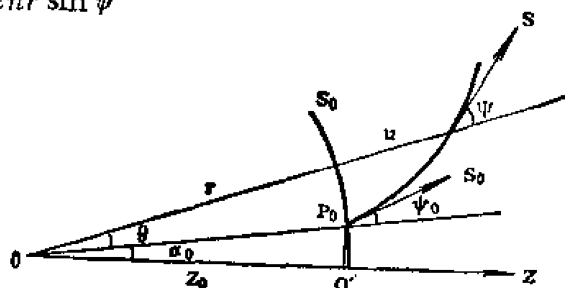


图13-30　计算球向变折射率球透镜中光线轨迹的图示

镜中的光线轨迹。

（一）麦克斯韦鱼眼透镜[27]

这是麦克斯韦在 1854 年首先提出来的一种变折射率透镜。其折射率分布是

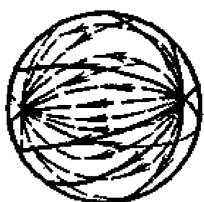


图 13-31　麦克斯韦鱼眼透镜

$$n=\frac{n_0}{1+\left(\frac{r}{a}\right)^2}\tag{13-62}$$

其中，a 为鱼眼透镜半径，n_0 为对称中心处的折射率。很容易证明，在鱼眼透镜中的每一点都可以在对称的相应点上很好地成象，如图 13-31 所示。

（二）鲁尼伯格透镜

这是鲁尼伯格在 1944 年引入的，如图 13-32所示。折射率分布是

$$n=\left[2-\left(\frac{r}{a}\right)^2\right]^{\frac{1}{2}}\tag{13-63}$$

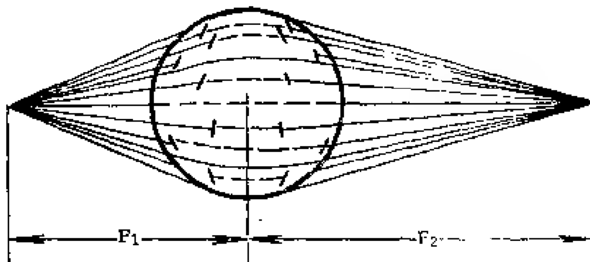
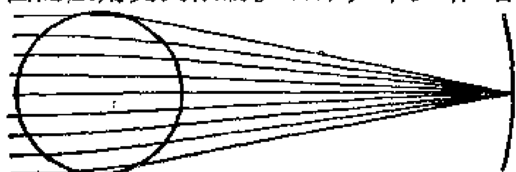
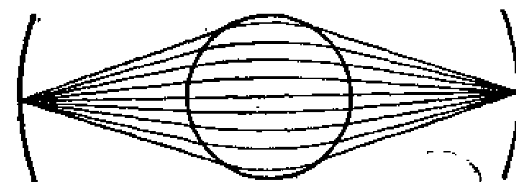


图13-32　鲁尼伯格透镜

这种透镜仅对无限远的物点才能很好的成象，因而应用受到限制。后来，不少作者[28]进行了推广，如图 13-33 所示。得到的折射率和折射率梯度分别是：





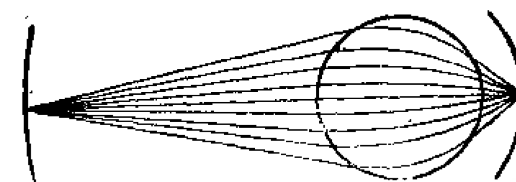


图 13-33　经过鲁尼伯格透镜的光线轨迹

$(a)s_0=\infty$，$s_1=5$，$(b)s_0=s_1=3$，$(c)s_0=4.5$，$s_1=1.5$（s_0：物距，s_1：象距）

$$n=\exp[\omega(\rho,r_0)+\omega(\rho,r_1)]\tag{13-64}$$

$$\frac{dn}{dr}=n\left[\frac{d\omega(\rho,r_0)}{d\rho}+\frac{d\omega(\rho,r_1)}{d\rho}\right]\left(\frac{dn}{dr}r+n\right)=\frac{n^2\left[\frac{d\omega(\rho,r_0)}{d\rho}+\frac{d\omega(\rho,r_1)}{d\rho}\right]}{1-\rho\left[\frac{d\omega(\rho,r_0)}{d\rho}+\frac{d\omega(\rho,r_1)}{d\rho}\right]}\tag{13-65}$$

其中

$$\rho=nr$$

$$\omega(\rho,r)=\frac{1}{\pi}\int_{\rho}^{1}\frac{\arcsin\left(\frac{x}{r}\right)}{(x^2-\rho^2)^{\frac{1}{2}}}dx$$

$$\frac{d\omega}{d\rho}=\frac{1}{\pi\rho}\left[\arcsin\left(\frac{1-\rho^2}{s^2-\rho^2}\right)^{\frac{1}{2}}-\frac{1}{(1-\rho^2)^{\frac{1}{2}}}\arcsin\left(\frac{\rho}{s}\right)\right]$$

$$0\leqslant r\leqslant 1\qquad\qquad 0\leqslant\rho\leqslant 1$$

在特定情况下，$\omega(\rho,r)$ 的数值是

$$\omega(0,r)=\frac{1}{\pi}\int_0^{\frac{1}{r}}\arcsin x\,\frac{dx}{x}$$

$$\omega(\rho,1)=\frac{1}{2}lg[1+(1-\rho^2)^{\frac{1}{2}}]$$

$$\omega(1,r)=0$$

$$\omega(\rho,\infty)=0$$

当 $\rho=1$ 时，$d\omega/d\rho$ 成为无限，但是，dn/dr 仍是有限的；在透镜中心，$d\omega/d\rho=0$。在特定情况下，当 $r_0=\infty$ 和 $r=1$ 时，从方程组（13-65）我们得到

$$n^2=1+[1-(nr)^2]^{\frac{1}{2}} \tag{13-66}$$

方程（13-66）简化后，和方程（13-63）一致。这一组公式的优点在于对折射率和折射率梯度的计算简单而且速度快。

四、轴向变折射率透镜

在轴向变折射率透镜中，折射率仅是离开一固定平面的距离Z的函数，其等折射率面和光轴垂直。轴向变折射率透镜可以看成为球向变折射率透镜当对称中心移向无限远（即 $\rho_0=0$，$\varepsilon=+1$）的极限情况。

轴向变折射率透镜的光线轨迹方程可以从方程组（13-61）当 $\rho_0=0$，$\varepsilon=+1$ 时得到，结果是：

$$\begin{aligned}
&X=X_0+P\int_{z_0}^{z}\frac{dZ}{l}\\
&Y=Y_0+q_0\int_{z_0}^{z}\frac{dZ}{l}\\
&P=P_0\\
&q=q_0\\
&l=(n^2-p^2-q^2)^{\frac{1}{2}}=(n^2-p_0^2-q_0^2)^{\frac{1}{2}}
\end{aligned} \tag{13-67}$$

从方程组（13-67）可知，光学方向余弦 p 和 q 对任何光线都是不变的。由于轴向变折射率透镜可以有较大的直径，而且消三级象差的作用和非球面透镜一样，因而，轴向梯度有重要的理论和实用意义。

五、变折射率透镜的象差[26]

变折射率透镜是一种折射率对 z 轴对称的介质。在近轴近似下，可以用高斯光学来处理象差。这时，象面的位置可以由相应的物面来确定。如果物面位于无限远处，这时的象面称为高斯焦面。

象差定义

横向球差：从物面轴点上出发的光线和象面的交点到轴的距离 $\overline{S}$。

纵向球差：从物面轴点上出发的光线，在象空间和轴的交点到象面的距离 S。

彗差：对于从无限远处物面上出发的、位于 yz 平面内的三条光线（如图13-34）在象面上的高度分别为 y_a'，y_b' 和 y_p'，则彗差是

$$C=\frac{1}{2}(y_a'+y_b')-y_p' \tag{13-68}$$

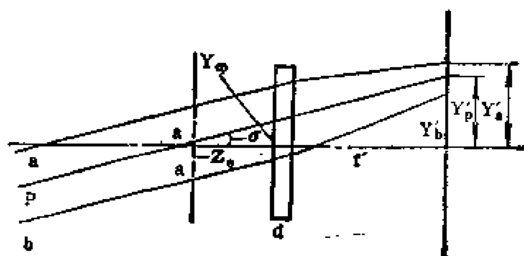


图13-34　彗差定义图示

畸变：可定义为：

$$D=\frac{100(y_p'-y_0')}{y_0'} \tag{13-69}$$

其中，y'_p 和 y'_0 分别为经过入射光瞳中心的 P 光线（如图 13-34）在象面上的高度和近轴象高。

场曲：可定义为

$$Z_m = \lim_{h\to 0}\frac{y' - y'_p}{u' - u_p} \tag{13-70}$$

其中，y'_p 和 u'_p 分别为 P 光线的象高和在象空间的斜率；y' 和 u 分别为和 P 光线相距 h 处的另一平行光线的象高和在象空间的斜率。如图 13-35 所示。

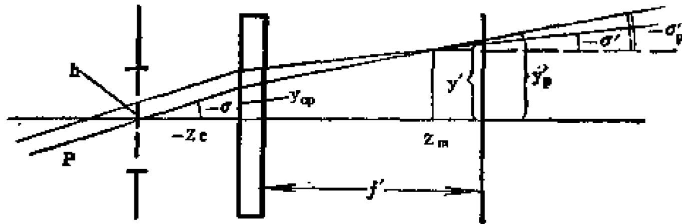


图 13—35　场曲定义示意图

佩茨瓦尔场曲：定义为

$$P = z_m - 3z_s \tag{13-71}$$

象散：定义为

$$A = \frac{1}{2}(z_m - z_s) \tag{13-72}$$

其中

$$z_s = \lim_{h'\to 0}\frac{x' l'}{p'}$$

x'、p' 和 l' 分别为和 P 光线平行的第二条光线的 x 坐标和第一、第三个光学方向余弦。

象差计算[29-39]

图 13-36 给出了一个在空气中的轴向梯度单透镜，其一个端面为平面，另一个端面为球面。为了简单起见，我们假定折射率分布是

$$n = N_0(1 + az)^{\frac{1}{2}} \tag{13-73}$$

光线轨迹方程是：

$$x_1 = x_0 + \frac{2p_0(l_1 - l_0)}{N_0^2 a}$$

$$y_1 = y_0 + \frac{2q_0(l_1 - l_0)}{N_0^2 a}$$

$$p_1 = p_0$$

$$q_1 = q_0$$

$$l_1 = (n^2 - p_0^2 - q_0^2)^{\frac{1}{2}}$$

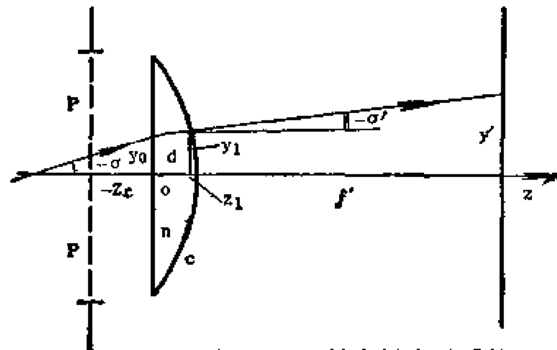


图 13-36　轴向梯度单透镜

脚标 “0” 和 “1” 分别表示在光线两点 p_0 和 p_1 上的值。其三级象差公式是：

球差：

$$S = \frac{1}{2}fN_1c^2h^2(f\hat{a} - N_1) \tag{13-74}$$

彗差：

$$C = -\frac{3}{2}N_1c\rho^2q_0\left[1 + \frac{\overline{Z_e}}{f} + c\overline{Z_e}(f\hat{a} - 1)\right] \tag{13-75}$$

$$\overline{Z_e} = Z_e - \frac{d}{N_e}$$

佩茨瓦尔场曲

$$P = -\frac{fq_0^2}{N_1} \tag{13-76}$$

象散

$$A=\frac{1}{2}fq_0^2[(1-N_1c\overline{z_e})^2-N_1f\hat{a}c^2\overline{z_e^2}] \tag{13-77}$$

畸变

$$D=50q_0^2\left\{\left(1+\frac{\overline{Z_e}}{f}\right)^3-\frac{\left(1+\frac{\overline{Z_e}}{f}\right)\overline{z_e^2}c}{f}+\frac{N_1\overline{Z_e}}{f}\left[\left(\overline{Z_e}-\frac{1}{N_1}\right)^2-f\hat{a}c^2\overline{Z_e^2}\right]\right\} \tag{13-78}$$

这里，N_0 是平端面内侧的折射率，d 是透镜厚度，$a=(1+\alpha d)^{\frac{1}{2}}$，$N_1=N_0a$ 是第二端面顶点的折射率，$\hat{a}=\frac{\alpha}{2a^2}$，$q_0=-\sin\sigma$，$c$ 是第二表面的曲率，f 是焦距，f' 是后焦距，Z_e 是入射光瞳的 z 坐标和 ρ 是入射光瞳半径。并有

$$\frac{1}{f}=\frac{1}{f'}=c(1-N_1) \tag{13-79}$$

为了使透镜最佳化，就要合理选择设计参量：N_0，α，d，c 和Z_e。这样，就可以对象差进行校正，得到的轴向变折射率单透镜有如下性能指标：

孔径	$f/5.3$
物面	在无限远
焦距	10 厘米
后焦距	10 厘米
梯度	$n=N_0(1+\alpha z)^{\frac{1}{2}}$
梯度参量	$\alpha=0.312167$
第一端面折射率	$N_0=1.5$
顶点折射率	$N_1=1.52$
厚度	$d=0.086$ 厘米
光瞳位置	$z_e=-1.65$
光瞳半径	$\rho=0.942$ 厘米
透镜直径	$H=1.884$ 厘米
表面曲率	$c=-0.192308$ 厘米$^{-1}$
球差	$S=0$
象散	$A=0$
彗差	$C=0.195$
畸变	$D=7.9\%$
佩茨瓦尔场曲	$P=-1.64$
半场角	$30°$

六、变折射率光学纤维的波动理论

对于变折射率光学纤维，仅在近轴近似条件下才可以运用标量波动方程式来研究模的场解。这时，一般模解有如下形式：

$$\Psi=\sum_{p=0}^{\infty}\sum_{q=0}^{\infty}\psi_{pq}$$
$$=\sum_{p=0}^{\infty}\sum_{q=0}^{\infty}N_{pq}H_p\left(\sqrt{2}\frac{X}{W}\right)H_q\left(\sqrt{2}\frac{Y}{W}\right)e^{-\frac{r^2}{W^2}}e^{-i\beta_{pq}z} \tag{13-80}$$

其中，归一因子是 $N_{pq}=\sqrt{\frac{2}{\pi}}\Big/[2^{p+q}p!q!\ W]^{\frac{1}{2}}$，模半径是 $W=(2a)^{\frac{1}{2}}/[n(0)K(2\Delta)^{\frac{1}{2}}]^{\frac{1}{2}}$。$H_p$ 和 H_q 是厄米多项式，p，$q=0$，1，2，3……，x 和 y 是直角坐标变量，r 为径向坐标。由于 p 和 q 可以取无限多个数值（正整数，包括零在内）。因此，每一个 ψ_{pq} 都表示变折射率光学纤维的一个模，并可用 LP_{pq} 来标记。传播常数是：

$$\beta_{pq}=n(0)K\left\{1-\frac{2\sqrt{2\Delta}}{an(0)K}[p+q+1]\right\}^{\frac{1}{2}} \tag{13-81}$$

对 $p=q=0$ 的基模，有

$$\psi_{p=q=0}=\left[\left(\frac{2}{\pi W}\right)^{\frac{1}{2}}e^{-\left(\frac{r}{W}\right)^2}\right]e^{-i\beta_{oo}z} \tag{13-82}$$

$$\beta_{oo}=n(0)K\left[1-\frac{2\sqrt{2\Delta}}{an(0)K}\right]^{\frac{1}{2}} \tag{13-83}$$

第五节 传输的模总数

对于阶跃折射率光学纤维，传播的模总数是[3,10,21,40,41,42]

$$M(\beta)_{阶跃}=\frac{1}{2}V^2 \tag{13-84}$$

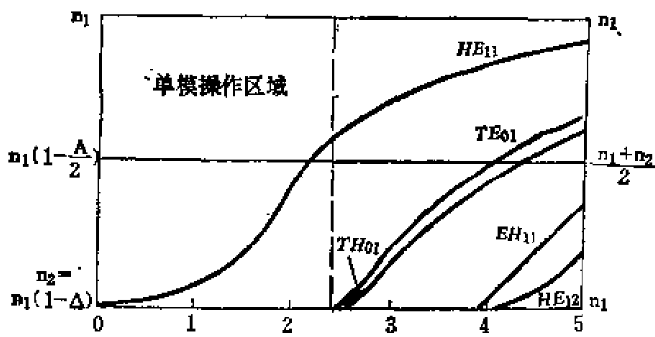


图13-37 阶跃光学纤维的折射率 n_1 和归一化频率 V 的关系曲线

即传输的模总数和归一化频率参量 V 的平方成正比。为了减少传输的模数，就要减少 Δ 或者降低光学纤维的直径。降低光学纤维直径不仅会给制作工艺带来困难，而且光纤和光源的耦合效率也会大大降低，因此，通常都采用减小折射率差的办法。当 $V<2.405$ 时，$M(\beta)_{阶跃}=1$，就可得到单模光学纤维。图 13-37 给出了阶跃光学纤维中归一化频率参量 V 和折射率 n_1 之间的关系曲线。图 13-38 给出了归一化频率 V、模总数 $M(\beta)_{阶跃}$ 和折射率、芯直径、波长的关系曲线。表 13-5 给出了归一化频率 V、模总数 $M(\beta)_{阶跃}$ 和光纤直径 a、波长 λ 的关系。

对于变折射率光学纤维，传输的模总数 $M(\beta)_{变}$ 是：

$$M(\beta)_{变}=\frac{a}{a+2}a^2n^2(0)k^2\Delta\left[\frac{n^2(0)k^2-\beta^2}{2\Delta n^2(0)K^2}\right]^{\frac{a+2}{a}} \tag{13-85}$$

β 越小，传输的模总数就越多。令

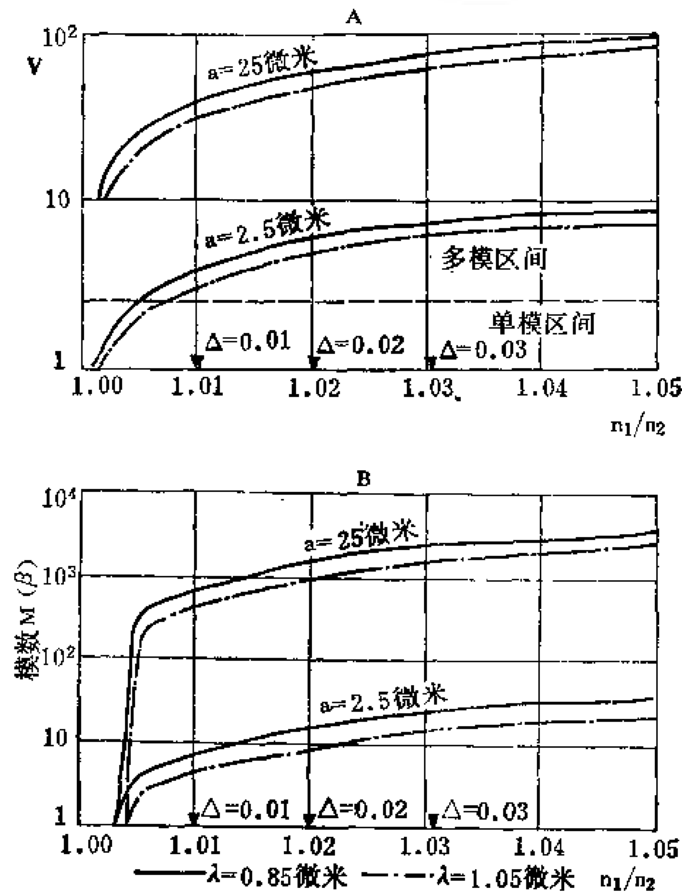


图 13-38　在阶跃光学纤维中，V 和 $M(\beta)_{阶跃}$与 n_1，a 和 λ 的关系曲线

表 13-5　阶跃光纤中，V、M（β）与 n_2、a 的关系（$n_1=1.5$）

n_1/n_2	n_2	$\lambda=0.85$ 微米				$\lambda=1.05$ 微米			
		$a=2.5$微米		$a=25$ 微米		$a=2.5$ 微米		$a=25$ 微米	
		V	$M(\beta)$	V	$M(\beta)$	V	$M(\beta)$	V	$M(\beta)$
1.000	1.500	0	1.0	0	1.0	0	1.0	0	1.0
1.005	1.496	2.7	3.6	26.8	356	2.2	2.3	21.7	234
1.010	1.485	3.9	7.7	39.1	764	3.2	5.0	31.7	501
1.015	1.478	4.7	11.0	47.3	1118	3.8	7.3	38.3	733
1.020	1.471	5.4	15.0	54.2	1472	4.4	9.6	43.9	964
1.025	1.463	6.1	19.0	61.2	1872	5.0	12.0	49.5	1227
1.030	1.456	6.7	22.0	66.6	2222	5.4	15.0	54.0	1455
1.035	1.449	7.2	26.0	71.7	2568	5.8	17.0	58.0	1683
1.040	1.442	7.6	29.0	76.3	2714	6.2	19.0	61.8	1909
1.045	1.435	8.1	33.0	80.7	3258	6.5	21.0	65.3	2135
1.050	1.429	8.4	36.0	84.3	3552	6.8	23.0	68.2	2327

表 13-6　变折射率光纤（$n_1=1.5$）的模数 $M(\beta)$ 和 $n(r)$、α、λ 的关系

$\frac{n_1}{n_2}$	相对折射率差参量Δ	模数 $M(\beta)$											
		$\lambda=0.85$ 微米						$\lambda=1.05$ 微米					
		$a=2.5$ 微米			$a=25$ 微米			$a=2.5$ 微米			$a=25$ 微米		
		$\alpha=2$	$\alpha=2.25$	$\alpha=2.5$	$\alpha=2$	$\alpha=2.25$	$\alpha=2.5$	$\alpha=2$	$\alpha=2.25$	$\alpha=2.5$	$\alpha=2$	$\alpha=2.25$	$\alpha=2.5$
1.003	0.003	1	1	1	115	122	128	1	1	1	76	79	84
1.005	0.005	2	2	2	192	203	213	1	1	1	126	133	140
1.010	0.010	4	4	4	384	407	427	3	3	3	252	267	280
1.020	0.020	8	8	9	768	814	854	5	5	6	504	533	560
1.030	0.029	11	12	12	1114	1180	1238	7	8	8	730	773	811
1.040	0.038	15	15	16	1460	1546	1622	10	10	11	957	1013	1063
1.050	0.048	18	20	20	1844	1953	2049	12	13	13	1209	1280	1343

折射率剖面参量 α	对理想折射率分布剖面的偏离量(%)	模数 $M(\beta)$											
		$\Delta=0.005$				$\Delta=0.01$				$\Delta=0.03$			
		$\lambda=0.85$ 微米		$\lambda=1.05$ 微米		$\lambda=0.85$ 微米		$\lambda=1.05$ 微米		$\lambda=0.85$ 微米		$\lambda=1.05$ 微米	
		$a=2.5$ 微米	$a=25$ 微米	$a=2.5$ 微米	$a=25$ 微米	$a=2.5$ 微米	$a=25$ 微米	$a=2.5$ 微米	$a=25$ 微米	$a=2.5$ 微米	$a=25$ 微米	$a=2.5$ 微米	$a=25$ 微米
1.50	−33	2	165	1	108	3	329	2	216	10	988	6	647
1.75	−22	2	179	1	117	4	359	2	235	11	1076	7	705
2.00	−11	2	192	1	126	4	384	3	252	12	1153	8	755
2.25	0	2	203	1	133	4	407	3	267	12	1220	8	800
2.50	11	2	213	1	140	4	427	3	280	13	1281	8	839
2.75	22	2	222	1	146	4	447	3	292	13	1335	9	875

$$\beta=\beta_{min}=n(a)K \tag{13-86}$$

则传输的模总数是：

$$M(\beta)_{总}=\frac{\alpha}{\alpha+2}a^2n^2(0)K^2\Delta$$

$$=\frac{\alpha}{\alpha+2}\cdot\frac{1}{2}V^2 \tag{13-87}$$

当 $\alpha=2$ 时，即抛物线分布的光学纤维，有

$$M(\beta)_{总}\Big|_{\alpha=2}=\frac{1}{4}V^2 \tag{13-88}$$

当 $\alpha\to\infty$ 时，方程（13-87）变成

$$M(\beta)_{总}\Big|_{\alpha\to\infty}=\frac{1}{2}V^2 \tag{13-89}$$

由上式可知，变折射率光学纤维传输的最大模总数是阶跃折射率光学纤维的一半。表13-6给出了变折射率光学纤维的模总数和折射率、直径、波长的关系。

第六节　色　散

光学纤维波导有两个十分重要的特性，即信号的衰减和色散。色散可以使通过光学纤维传输的信号产生畸变，于是就限制了光通信的容量。色散有如下三种：

①材料色散。因材料的折射率随频率而变，不同频率的电磁波传输的速度不同而产生的色散。

②模式（模间）色散。在光学纤维中传输的不同模式有不同的传播常数 β_{mn}，因而群速度不同所产生的色散。

③波导（模内）色散。在光学纤维中传输的某一模，在不同频率下有不同的传播常数 β_{mn}，因而群速度不同所产生的色散。

一、阶跃折射率光学纤维的色散

由于存在色散，经过光学纤维传输的信号就出现时延，或者说传输的光脉冲出现展宽，因而引起信号畸变。单模传输时的色散所引起的时延是[12,18,]

$$\tau=\frac{\delta f}{f}\frac{1}{c}\left[K\frac{dN_1}{dk}+v(N_1-N_2)\frac{d^2(vb)}{dv^2}\right] \tag{13-90}$$

这里，f 为光源的频率，δf 为光源的频带宽，$N_1=d(n_1K)/dK$，$N_2=d(n_2K)/dK$ 分别为芯和涂层中的群折射指数，在一般情况下，它近似等于 n_1 和 n_2。v 为衰减常量，$b=1-u^2/v^2$ 称为归一化位相常数。其中，第一项代表材料色散，对一般玻璃而言，KdN_1/dK 的数值约为0.05；第二项代表波导色散，如果 $v=2.0$—2.4，则基模 HE_{11} 的 $vd^2(vb)/dv^2$ 在0.—0.2之间，$N_1-N_2\approx n_1-n_2$ 一般在0.015。两者相比，材料色散是主要的。在1.27微米—1.30微米区间，纯硅和 B_2O_3，SiO_2 与 GeO_2，B_2O_3，SiO_2 玻璃的材料色散接近于零，这时仅波导色散有贡献，因而单模波导的色散很小，波导色散就成为单模波导色散的最后极限。但是，对于高阶模来说，波导色散和材料色散有相同数量级。

为了降低色散，还必须减小光源的谱线宽度 δf。典型的是，在 $\lambda=0.85$ 微米处，当材

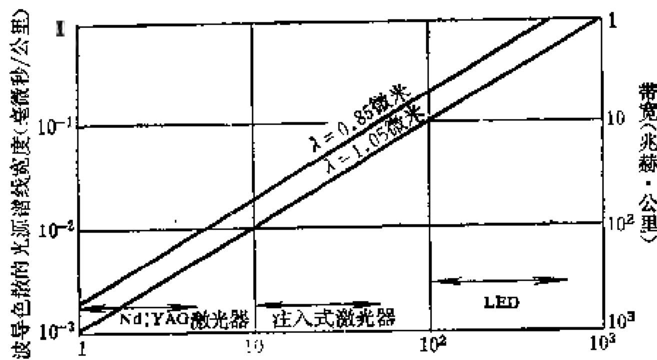


图 13-39 波导色散（包括材料色散）和光源的谱线宽度、波长的关系曲线

料色散$dN_1/dK \approx 7\times10^{-}$微米$^{-2}$时，如果光源采用发光二极管，光谱宽度$\delta f=0.05$微米，单位长度产生的时延展宽度约为1毫微秒/公里。采用注入式半导体激光器，光谱宽度$\delta f=20$埃$=0.002$微米，单位长度上产生的时延展宽约为0.04毫微秒/公里。若改用带宽表示，前者为1兆赫·公里，后者为25兆赫·公里。图13-39给出了波导色散（包括材料色散）和光谱宽度、波长的关系曲线。

二、变折射率光学纤维的色散[12,43,47]

在变折射率光学纤维中传输的不同模式LP_{pq}有不同的传播常数。由于群速度不同而产生模式色散，模式色散引起的群时延是$\tau_{pq}=\frac{1}{c}d\beta_{pq}/dK$，经过不复杂的计算，群时延可表示成

$$\tau_{pq}=\frac{LN\Delta}{2c}f(\alpha) \tag{13-91}$$

这里，N是轴上的群折射指数，它近似等于$n(0)$，$f(\alpha)$是个仅与变折射率光学纤维的剖面参量α有关的函数（例如，$n(r)=n(0)\left(1-\Delta\left(\frac{r}{a}\right)^{\alpha}\right)^{\frac{1}{2}}$中的指数$\alpha$）。图13-40给出了$f(\alpha)$与折射率剖面参量$\alpha$的关系曲线，当$\alpha=2.25$时，$f(\alpha)$有最小值。这就告诉我们，只要严格控制变折射率光学纤维的折射率剖面，使α严格地等于2.25，就可以使模式色散的群时延减小到零。图13-41给出了模式色散的群时延与剖面参量α的关系曲线。例如，当$\Delta=0.01$，$N\approx n(0)=1.5$条件下，群时延对$\alpha=2$时为0.8毫微秒/公里，对$\alpha=3$时为2毫微秒/公里。可见，当偏离理想剖面仅±5%时，就可以使模式色散引起的群时延由零增加到0.3毫微秒/公里以上。表13-7给出了变折射率光学纤维的色散、带宽和纤维长度、折射率剖面参量、光源谱线宽度的关系。图13-42给出了不同材料的最佳α与波长关系曲线。

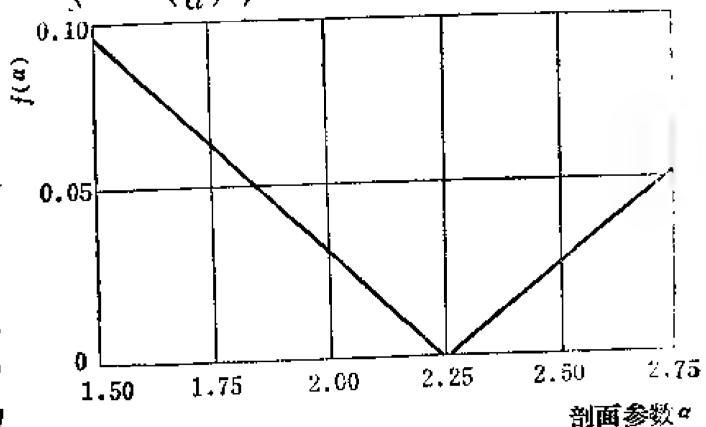


图13-40 $f(\alpha)$与α的关系曲线

综上所述，这三种色散在阶跃折射率光纤和变折射率光纤中都存在。对于单模传输来说，材料色散一般是主要的，如果工作波长是1.27—1.30微米，材料色散为零（对SiO_2，B_2O_3，SiO_2玻璃），则只剩下很小的波导色散。对于多模传输，一般来说模式色散是主要的。这里未考虑模式耦合对色散的贡献。

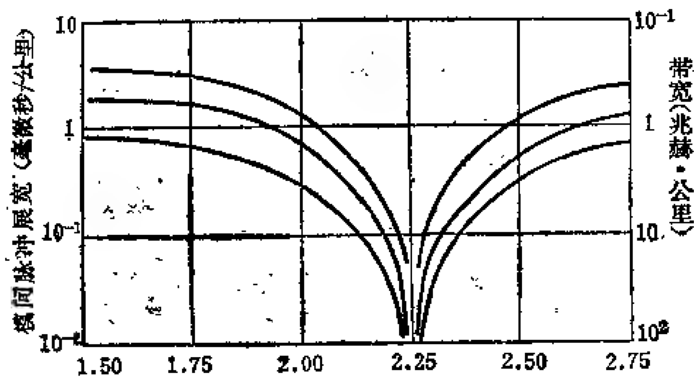


图 13-41　模式色散的群时延与剖面参量 α 的关系曲线

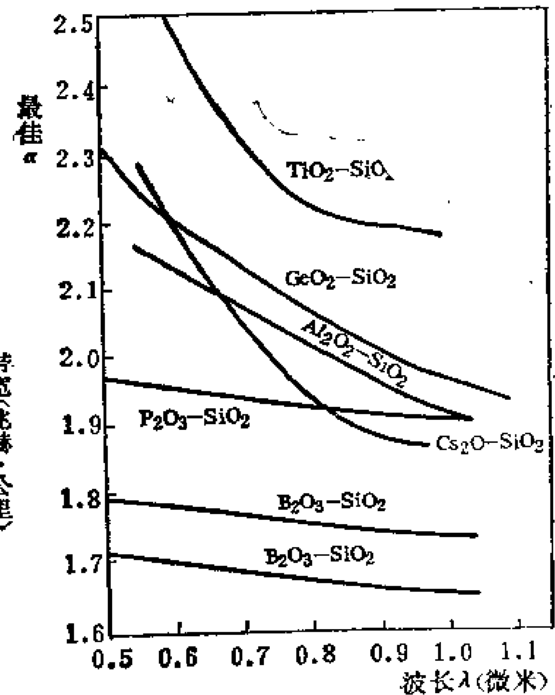


图 13-42　对不同材料组合的最佳剖面参数 α 和波长的关系

表 13-7　色散、带宽和光纤长度、折射率剖面参数和 $\lambda=0.85$ 微米时光源谱线宽度的关系

光纤长度（公里）	波导色散（毫微秒）		多模色散（毫微秒）					
	微光器 $S_\lambda=0.002$（微米）	LED $S_\lambda=0.05$（微米）	$\alpha=2$		$\alpha=2.25$		$\alpha=2.5$	
			$\Delta=0.01$	$\Delta=0.001$	$\Delta=0.01$	$\Delta=0.001$	$\Delta=0.01$	$\Delta=0.001$
10^{-2}	0.0004	0.01	0.007	0.0007	0	0	0.007	0.0007
10^{-1}	0.004	0.1	0.07	0.007	0	0	0.07	0.007
1	0.04	1.0	0.74	0.074	0	0	0.68	0.068
10	0.4	10.0	7.4	0.74	0	0	6.8	0.68
10^2	4.0	100.0	74.0	7.4	0	0	68.0	6.8

光纤长度（公里）	最大带宽（兆赫）							
	$S_\lambda=0.002$ 微米				$S_\lambda=0.05$ 微米			
	$\alpha=2.0$		$\alpha=2.25$		$\alpha=2.0$		$\alpha=2.25$	
Δ	0.01	0.001	0.01	0.001	0.01	0.001	0.01	0.001
10^{-2}	135.0	1189.0	2500.0	2500	80	100	100	100
10^{-1}	13.5	118.9	250	250	8.0	10	10	10
1	1.35	11.89	25	25	0.8	1	1	1
10	0.14	1.19	2.5	2.5	0.08	0.1	0.1	0.1
10^2	0.01	0.12	0.25	0.25	0.008	0.01	0.01	0.01

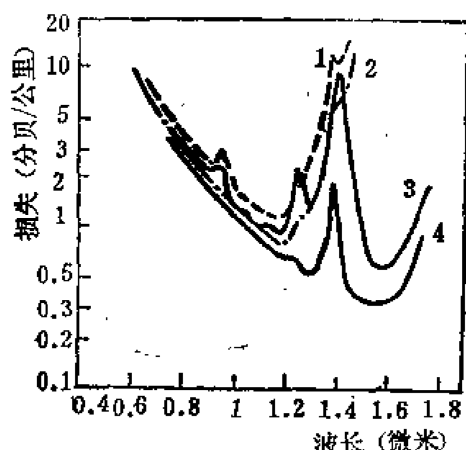


图13-43 光学纤维的典型损耗曲线。芯：SiO_2；涂层：1，5%B_2O_3 7.5 GeO_2—87.5% SiO_2 2，4%B_2O_3 7% GeO_2—89%SiO_2 3， 6%GeO_2—94%SiO_2 4，0.5%P_2O_5 6%GeO_2—93.5%SiO_2

第七节 损 耗[3,6,44,45]

损耗，是衡量光学纤维通信介质质量好坏的一个最重要的指标。自从1970年出现低损耗光学纤维以后，光学纤维作为激光通信介质才有现实可能。近几年来，光学纤维的损耗下降很快，已下降到0.47分贝/公里（1976年）和0.2分贝/公里（1979年）。图13-43给出了典型的光学纤维样品的典型损耗曲线。表13-8给出了光学纤维损耗的各种机理。

表 13-8 损耗分类

- 损耗
  - 本征损耗
    - 本征吸收
      - Si—O 键的红外吸收
      - 电子迁移的紫外吸收
    - 本征散射—折射率不均匀引起的瑞利散射
  - 杂质吸收
    - 过渡族金属离子的吸收
    - OH^-基的吸收
  - 结构缺陷
    - 芯—涂层界面的缺陷
    - 连结不完善

一、吸收损耗

这是一个重要的损耗，又可分：

本征吸收

这是物质的固有吸收。它是组分原子振动产生的吸收，位于 8～12 微米的近红外区域。还有一个位于紫外波段，其尾部会延伸到0.7——1.1微米；

杂质吸收

主要的杂质有Cu^{2+}、V^{3+}、Cr^{3+}、Mn^{3+}、Fe^{2+}、Co^{2+}和Ni^{2+}等。它的吸收峰位于可见和近红外区域，如图13-44所示。表13-9给出了在玻璃中产生每公里一分贝的损耗时各种杂质离子的允许浓度（以重量计）。

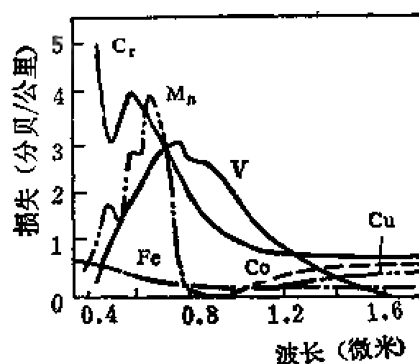


图 13-44 杂质吸收

OH^-离子吸收

当原料经过多次精制后，金属杂质的吸收几乎完全消除。这时，OH^-离子的吸收就成为一种重要的杂质吸收损耗。在熔融石英玻璃中，OH^-的吸收带位位于0.5—1微米波段，OH^-的基本吸收峰位于2.7微米附近，0.95微米和0.72微米是振动损耗的二次和三次谐波。对

表 13-9　在玻璃中，产生 1 分贝/公里的吸收时的杂质允许浓度

离　子	产生 1 分贝/公里吸收损耗时的杂质离子的允许浓度(重量)
OH^-	1.25×10^{-6}
Cu^{2+}	2.5×10^{-9}
Fe^{2+}	1×10^{-9}
Cr^{3+}	1×10^{-9}

于掺锗的硅玻璃单模纤维，OH^- 在 1.4 微米附近有一吸收峰。**图 13-45** 给出了 OH^-的吸收曲线。

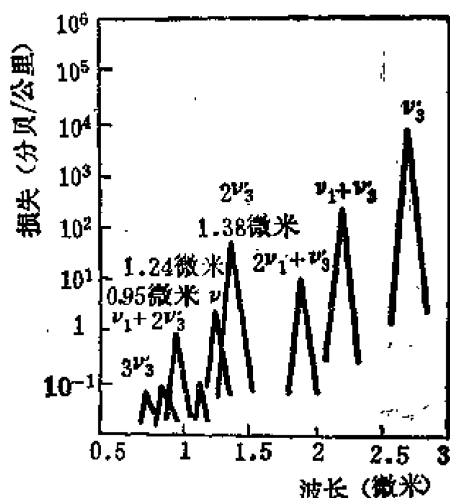


图 13-45　OH^-离子的吸收曲线

二、本征散射

物质散射中最重要的是本征散射，又称为瑞利散射，它是由玻璃熔制过程造成的密度不均匀而产生的折射率不均匀所引起的散射，它与波长的四次方成反比。这种损耗随波长的增加而很快减小。掺杂不均匀（如扩散不均匀）也能引起散射，产生损耗。

在强大电场作用下，光学纤维会呈现非线性，它也可以诱发或激发起受激拉曼散射和受激布里渊散射[46]。

三、波导散射

这种散射是由波导的结构缺陷产生的，如波导芯的直径有起伏，界面粗糙、凹凸不平，就会引起传导模的附加损耗，即波导散射损耗。

第八节　红外光学纤维和塑料光学纤维

一、红外光学纤维[17]

红外光学纤维在 1960 年左右就有报导，但由于红外光源、探测器和材料工艺本身的困难，发展一直比较缓慢。近几年来，由于红外激光器、探测器的出现，特别是红外光通信的

迅速发展，红外光学纤维发展很快。

对红外材料的要求

红外光学纤维的材料有很多种，但是为了实现10^{-3}分贝/公里以下的低损耗，材料必须满足如下要求：

①本征吸收位于短波区，即要求材料的能隙较宽，这样的材料对红外光波才是透明的。

②晶格吸收边（红外吸收）位于所需要的红外区域以外。

③散射损耗要充分小。

④使用的红外波长应当充分接近材料色散为零的波长。

⑤杂质（过渡族金属离子、OH^-离子）的吸收损耗应当充分小。

⑥要求材料能形成稳定的玻璃态。顶角相连的四面体和三角形结构对形成玻璃是有利的。

红外光学纤维材料

表13-10给出了一些主要的红外材料的主要性能。现分述如下：

①碱性卤化物

在碱性卤化物中，产生红外吸收的主要原因是含氧的离子和分子键。为了在生长单晶过程中去掉氧，可采取在CCl_4活性气体中培养单晶的方法[46,48,49]。图13-46给出了一些红外光纤材料的光吸收，表13-11给出了一些红外光纤材料的吸收系数。

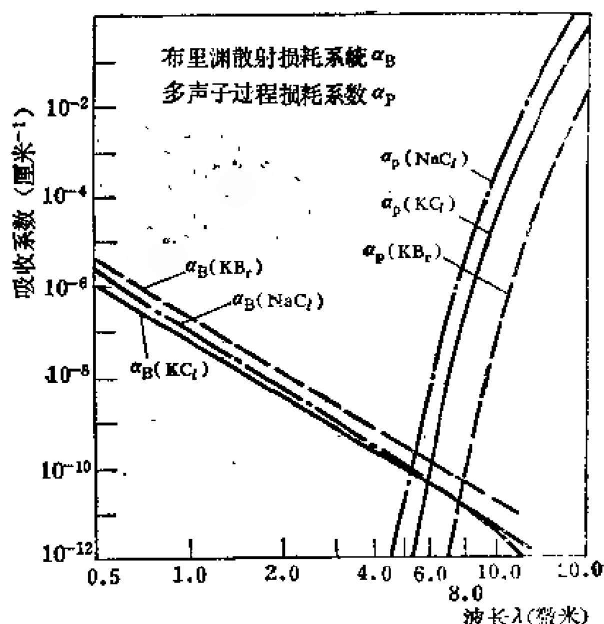


图13-46 红外光学纤维材料的吸收

②碱土氟化物

采用在CF_4活性气体介质中培养晶体以去氧的方法得到的CaF_2和CrF_2，在5.25微米的吸收系数分别为4.2×10^{-4}/厘米和3.2×10^{-5}/厘米。

③半导体材料

这类材料的明显特点是机械强度大，透过范围广。采用化学气相沉积法可以得到高纯度、均匀、大尺寸的多晶材料，例如得到的ZnSe，在1.06微米的吸收系数为4×10^{-4}/厘米。

④红外玻璃

主要有金属氧化物玻璃、氟化物玻璃和硫属化合物玻璃等几类。氟化物玻璃系统是当前最感兴趣的红外玻璃。由于它具有透过区域广阔、化学性能稳定、抗潮性能好、不怕腐蚀、机械强度好等优点，因而很有发展前途。

红外光学纤维

红外光学纤维的制作方法主要有以下几种

①单晶生长工艺；

②挤压法；

③双坩埚法等。

表 13-10 红外光学纤维材料的主要性能

材	料	透明区域 (微米)	折射率 (5微米)	$\frac{dn}{dT}$ 10^{-5}度$^{-1}$	膨胀系数 10^{-6}度$^{-1}$	传导率 瓦/厘米^2°C	硬度	杨氏模量 10^6磅/吋^2	起伏应力 磅/吋^2	溶解度 20°C 克/100克水
碱卤化合物	NaCl	0.2—15	1.52	−2.5	44	0.065	15	5.8	570	36
	KCl	0.4—21	1.47	−2.7	36	0.065	7	4.3	640	34.7
	KBr	0.2—27	1.54	−4.0	43	0.048	6	3.9	480	65.2
	KI	0.3—31	1.63	−5.0	43			5		144
	CsBr	0.2—40	1.67	−7.9	48	0.010	20	2	2390	124
	CsI	0.2—50	1.74	−8.5	50	0.011	很软	8		85.5
	KRS-5	0.6—40	2.61		58	0.054	40	2.3	3800	5×10^{-2}
碱土氟化物	CaF_2	0.1—12	1.43	−1.2	19.7	0.092	158	11	5300	0.13×10^{-2}
	SrF_2	0.3—11	1.44	−1.2	15.8	0.1		14.7	6100	
	BaF_2	0.3—8.5	1.47	−1.7	18.4	0.12	82	7.7	3900	0.12
半导体	Ge	1.8—23	4.02	+28	6	0.59	700	15	13500	不溶
	Si	1.2—15	3.42	+16	2.3	1.48	1150	19	9000	不溶
	GaAs	0.9—18	3.34	+19	5.7	0.48	750	12	20000	0.005
	ZnS	0.4—12	2.26	+5.2	7.8	0.7	354	10.8	11000	6.5×10^{-5}
	ZnSe	0.5—22	2.45	+4.9	8.5	0.18	150	9.7	8000	<0.01
	CdTe	0.9—30	2.67	+12	5.9	0.06	45	3.4	4500	
玻璃	As_2S_2	1—11	2.41	−1.0	25	0.0036	109	2.3	85	软化温度 210°C
	$As_{10}Se_{90}$	1—19	2.48		34					70
	$Ge_{33}As_{12}S_{55}$	0.8—16	2.49		13		171	3		300
	$Ge_{10}As_{20}Te_{70}$	2—20	3.55		18		111			178
	$Si_{25}As_{25}Te_{50}$	2—9	2.93	+10	13		167			317
	$Ge_{30}P_{10}S_{60}$	2—8	2.15		15		185			520
	$Ge_{28}Sb_{12}Se_{60}$	1—14	2.62	+8.0	15	0.003	150	4.2	2500	200

表 13-11　红外光学纤维材料的吸收系数（10.6 微米）

材　　料	吸收系数 厘米$^{-1}$(分贝/公里)	
	大 块 材 料	纤　维
KRS-5	7×10^{-4}	7×10^{-4}
TlBr	10^{-3}	10^{-3}
KCl	8×10^{-5}	
KBr	10^{-5}	

二、塑料光学纤维

塑料光学纤维有如下突出的优点：

①重量轻。光学塑料的比重一般是0.83—1.50，为玻璃比重的1/2—1/3。

②韧性好。直径2毫米仍可自由弯曲，而玻璃光学纤维直径大于150微米就不能弯曲。

③对不可见光波段透过性能好。

⑭成本低、工艺简便。

其主要缺点是耐热性能差、抗化学腐蚀和表面磨损性能差、易潮解。

对塑料光学纤维材料主要有如下要求：

①透过性能好

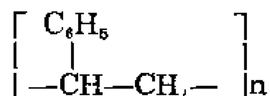
②折射率适当。芯塑料的折射率要比涂层塑料折射率高。

③热性能要好。

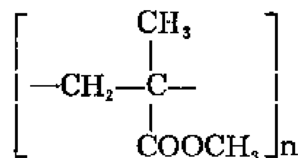
目前采用的光学塑料主要有

①聚苯乙烯

分子量为4.5×10^4～7×10^4，折射率$n=1.49$，分子结构式是



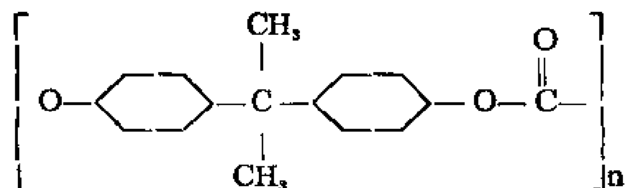
②聚甲基丙烯酸甲酯。分子结构式是



这是一种特殊的合成树脂，性能稳定，透明性好，软化点较高、抗张强度好，比重小，易机械加工。

③聚碳酸酯

分子结构式是



它具有优良的韧性和纯度，耐高温、化学性能稳定。

表 13-12 给出了几种光学塑料的主要性能。

表 13-12 光学塑料的主要性能

性能		聚甲基丙烯酸甲酯	聚苯乙烯	聚碳酸酯
比重（克/厘米^3）		1.17—1.20	1.04—1.09	1.20—1.40
抗冲击强度（千克/厘米^2）		~10	≥12—16	65—70
抗压强度（千克/厘米^2）		773—1336	810—1120	830—1350
硬度（洛氏）		M80—100	M65—90	M75—90
熔点（°C）		85	85	125—149
脆化温度（°C）		~-100	-30	-100—-135
膨胀系数（1/°C）		7×10^{-5}	7×10^{-6}	6.6×10^{-5}
成型收缩率（%）			0.4 0.7	0.5 0.8
吸水率（%）		0.3—0.4	0.03—0.05	0.09—0.13
使用温度（°C）		76	93	-50—+120
最高工作温度（°C）		~90	~100	~140
体电阻率（欧姆 厘米）		10^{16}	$>10^{14}$	8×10^{16}
电击穿强度（伏/毫米）		500	500	400
介电常数	60 赫兹	3.7	2.6	2.9
	10^6 赫兹	2.2	2.45	2.88
功率因子	60 赫兹	0.05	0.0002	0.0007
	10^6 赫兹	0.03	0.0002—0.0004	0.0075

塑料光学纤维通常采用挤压法制作。近来为了制作低损耗塑料光学纤维，原料的精制、聚合、和光学纤维的拉制全在密闭的净化条件下进行[50]。1982 年，日本茨城电气通信研究所[51]用重氢来置换芯料——聚甲基丙烯酸甲酯分子主链上 C—H 键上的氢，得到了低损耗的重氢化聚甲基丙烯酸甲酯光纤。在 0.65—0.68 微米得到了 20 分贝/公里的低损耗。

第九节 光学纤维面板[1,11,12]

光学纤维面板是一种厚度远小于直径的板状传象元件，它是将很多根纤维（单纤维或复式纤维）经热熔工艺而成的真空气密性良好的板状元件。和光学纤维传象束一样，由于纤维是相关排列的，故纤维面板可以传象。然而，它又是不柔软的，和玻璃板在力学上有相似之处。

光学纤维面板是利用玻璃（芯）—玻璃（涂层）材料制作的。涂层材料有两种作用：一

是光绝缘，二是经热熔合而成为一个整体。由于单纤维间的涂层十分靠近，光学绝缘就是纤维面板制作工艺中必须解决的一个大问题。目前解决的途径有三种

增加第二吸收涂层

第二吸收涂层可以利用在光学涂层上再涂敷一层金属材料来实现，也可以采用含钴、锰、镍氧化物的玻璃涂层。利用这种方法作成的面板，虽然光绝缘性能有较大改善，对比传递性能有所提高。但是，由于有效受光面积大为减小，透过性能显著下降。

插吸收黑丝

在单丝（或复合丝）之间插吸收玻璃丝后，再拉成复合丝。用这种复合丝制成的纤维面板就能改善光学绝缘，提高对比传递性能。这是当前采用最多的一种改善对比传递性能的方法。

离子交换氢还原法

涂层玻璃采用钠硼硅酸盐材料系统，芯玻璃采用镧系高折射率玻璃。利用这种材料制成面板后，将它置于硝酸银溶液中，在接近涂层玻璃软化点的温度下进行离子交换。溶液中的Ag^+离子和涂层中的碱性离子R^+通过热扩散而进行交换。于是，在涂层中就存在从端面向内梯度减小的Ag^+离子浓度。然后，将交换后的面板在氢气下进行还原处理，使涂层在表面附近的Ag^+离子被还原成Ag原子，变成灰黑色。因此，用这种方法制成的面板有很好的光绝缘性能。

通常，光学纤维面板可以用来制作电子光学真空器件的端窗，如阴极射线管、电视摄象管和象增强管。在这些应用中，在不利用透镜的条件下，光学纤维面板可以将管内象传到管外，还可以改善这些真空管的电子光学场曲和畸变。在这些应用中，要求光学纤维面板真空气密性能好。这可以通过严格控制制作工艺、如抽真空条件下拉丝和热熔压工艺来实现。

不同的应用，要求光学纤维面板的光学性能和物理性能不同。在象增强器或电视摄像管中，要求光学纤维面板直径大、透过率高。透过率可以利用大数值孔径（N.A.>1）来实现，还要求分辨率高（每毫米95对线左右）、对比传递性能好。为了提高分辨率，光学纤维单丝直径应为5微米左右；为了提高对比传递性能，通常采用插吸收丝办法。

在象增强器和电视摄象管中，光电阴极是沉积到光学纤维面板的内表面上。因此，就要求光学纤维面板不含有能和光电阴极起作用的元素，即不含铅、镉、锑等可使光电阴极“中毒”的元素。

在这些应用中，光学纤维面板都要焊接在金属法兰盘上。因此，就要求光学纤维面板的热膨胀系数必须和法兰盘的热膨胀系数匹配。在实际应用中，通常采取改进焊料玻璃的组分和熔制工艺来解决这一问题。

光学纤维面板在阴极射线管中主要是用来将图象直接印刷在光敏材料上而不需要采用透镜。在阴极射线管的端面上可以得到无象差的象，并且可以改善荧光屏上象的对比度，特别是在环境光亮很强的条件下效果更为显著。

在很多应用中，特别是大面积的应用中，对光学性能的要求可以有所降低。例如，将阴极射线管直接用来印刷照片或文字信息时，单纤维的直径可以采取20—25微米。为了直接观测使用，单纤维的直径甚至还可以增加到50—100微米。在这些情况下，往往都要采取增加吸收层以消杂散光。在一些直接印刷应用中，由于信号本身的对比度很高，不采用吸收层也是可以的。

在一般情况下，阴极射线管中使用的面板的数值孔径都比象管低。在直接印刷使用中，光敏材料和面板之间的接触一般是不理想的。因此，采用的面板的数值孔径为0.66左右，这就提供了很小的焦深。在直接观测应用中，为了消除杂散光的影响，使用的光学纤维面板的数值孔径一般可低于0.40。

在阴极射线管中，由于磷光体和光学纤维面板直接接触，化学相容性的要求并不像前面说的那样重要。因此，玻璃成分的选择范围就比较广阔。例如，含铅的火石玻璃也可以用来制作光学纤维面板。将光学纤维面板焊接在管子上的一般方法是采用焊料玻璃直接熔合焊接在管壳上的方法。

光学纤维面板的形状和尺寸很容易改变，因为光学纤维面板可以切割和研磨成任何形状。如圆形、方形或条形，表面也可以加工成平板状、凸球形或凹球形。面板的直径可以作到几厘米、十几厘米或二十多厘米，这在实际应用中非常方便。

第十节　制作工艺

光学纤维元件（光学纤维传光束、传象束、低损耗光学纤维、变折射率光学纤维和棒透镜、光纤面板、光纤传感器等）的制作工艺目前正处于迅速发展阶段，工艺还很不成熟。这里仅对常用的几种制作技术作以介绍。

一、棒管组合工艺[1]

这是一种拉制普通光学纤维常用的方法。把高折射率玻璃芯棒放入低折射率玻璃涂层管中，再把这种棒管组合体放入中空的圆形坩埚炉中加热，就可拉制出光学纤维。为了得到良好的芯—涂层界面，玻璃棒的直径和管的内径要配合得很好。而且棒的外表面、管的内表面一定要抛光和清洗干净，玻璃管的壁厚一般小于棒直径的十分之一。

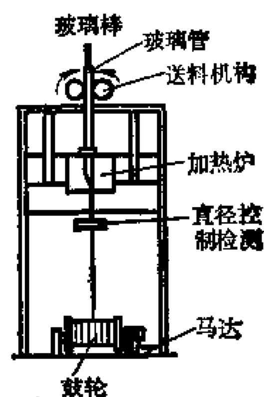


图13-47　拉丝设备简图

光学纤维的直径可以通过控制炉温、棒管组合体的送料速度和拉丝鼓轮的速度而得到保证。这样，采用这方法就可以拉出直径为10微米至30微米的光学纤维。拉丝机设备如图13-47所示。为了拉出直径为1毫米左右的粗光学纤维，由于纤维丝不柔软，就不能采用鼓轮绕丝的拉丝设备，而必须采用拔丝轮和自动切割设备。

二、双坩埚工艺

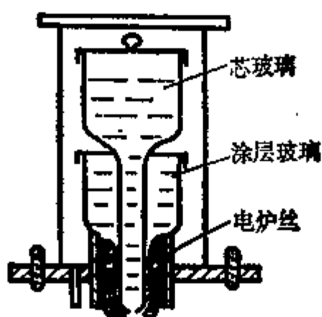


图13-48　双坩埚拉丝工艺

棒管组合法工艺比较简单，但有不能连续生产、加工棒和管的代价较高的缺点，为了把玻璃熔制和拉丝工艺统一起来，简化工艺流程，使生产连续进行、降低成本，提出了一种拉制光学纤维的新工艺——双坩埚法，如图13-48所示。在这种方法中，芯料玻璃放入内坩埚中，涂层玻璃放入外坩埚中，就可以连续地拉成光学纤维。在这种方法中，只要严格控制内外坩埚嘴之间的距离、嘴的截面积、液面高度和拉丝速度，就能得到一定直径和涂

层厚度比的阶跃折射率光学纤维和变折射率光学纤维。

三、制作传象束的排列工艺

前面已经提到，光学纤维传象的必要条件是两端面的光学纤维必须是一一对应的相关排列。为此，发展起来了许多排列工艺。常用的方法有如下几种。

单层合片法

就是先制成若干光学纤维单层，然后将这些单层沿同螺旋方向用冷胶胶合在一起，在胶合部位切开后，就可以得到中间部位是松散的、两端纤维的排列是一一对应的传象束。

自动补偿法

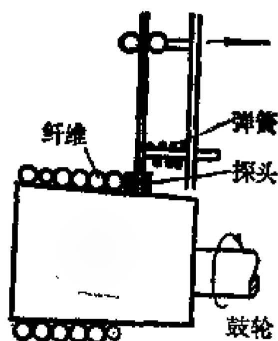


图 13-49　自动补偿法

如图 13-49 所示。利用一个弹簧探头紧贴鼓轮表面，而且沿鼓轮轴向和光学纤维横动机构同步运动。这样利用弹簧的作用使探头对纤维施加一个推力，从而可使光学纤维一根挨一根的紧密排列在鼓轮上。这种方法对排列直径较粗（15 微米以上）的光学纤维，特别是方形纤维效果较好。

斜面溜丝法

如图 13-50 所示。在鼓轮表面沿轴向放置一个倾斜的光滑平板，当鼓轮上缠绕光学纤维时，由于光学纤维的重力有一个沿斜面向下的分力，在这个分力的作用下，就可以使光学纤维自动的一根挨一根的紧密排列。值得注意的是，要使光滑平板在鼓输上倾斜的角度大小和光学纤维的拉力相适应。

采用斜面溜丝法，特别适合于排列直径为 10—15 微米的细光学纤维。这个方法非常简单而有效，因此目前采用的较多。

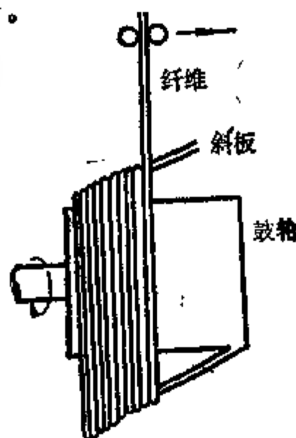


图 13-50　斜面溜丝法

四、酸洗工艺

这种工艺的特点是先拉制出一定直径和长度的复合纤维棒，然后将棒的中间部分放入弱酸中浸泡一定时间，使它变成柔软、松散的单纤维，两端的硬部再进行研磨加工即成为一根好的传象束。

酸洗工艺要求在涂层外面再涂敷一层可溶性玻璃，而涂层和芯玻璃对酸的溶解度很小。这样，在酸洗过程中，就可以将单纤维外部的可溶性玻璃溶解。

这种工艺的特点是单纤维可以排列得很好，因而传象束的分辨率较高。

五、热熔工艺

光学纤维面板的单纤维（或复式纤维）之间不是利用胶合方法用胶粘在一起的，而是利用如图 13-51 的热熔工艺使单纤维的涂层材料熔合在一起。在熔压过程中要抽真空，然后将放在模具中的光学纤维束（经过排列）加压（在熔压温度下，即涂层玻璃软化点附近）。模具可以采取不同的形式，常用的模具有六角压模，“U”形槽压模和钢带压模等。

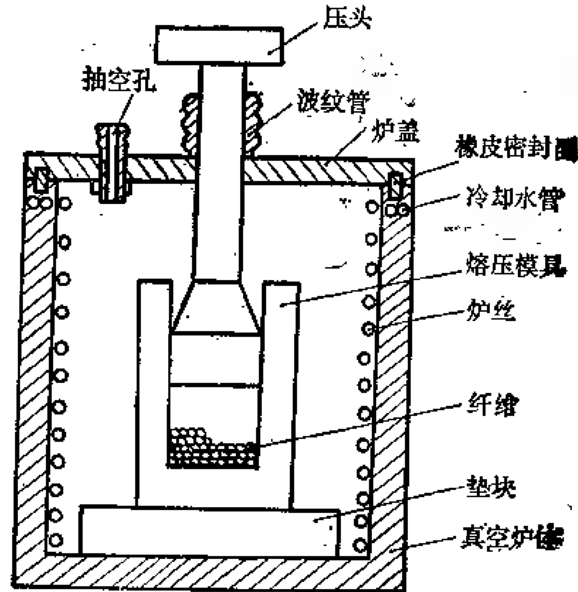


图 13-51 热熔工艺

六、低损耗光学纤维的制作方法[9,46,50,53]

这种工艺是1972年以后才发展起来的一种化学气相沉积（简称CVD）工艺。它又可分为两类，即内气相氧化法（简称IVPO法）和外气相氧化法（简称OVPO法）。

（一）IVPO法

基本方法是CVD法，如图13-52所示。原材料蒸气被运载气体（如氧气）输送到一旋转的石英管内，在高温区域沉积到石英管的内壁上，并被烧成玻璃态。只要沿石英管轴向往返移动热源，就可以在石英管内壁上沉积若干层玻璃态物质，最后把沉积好的中空石英管烧塌成实芯棒。这种工艺的好处是：

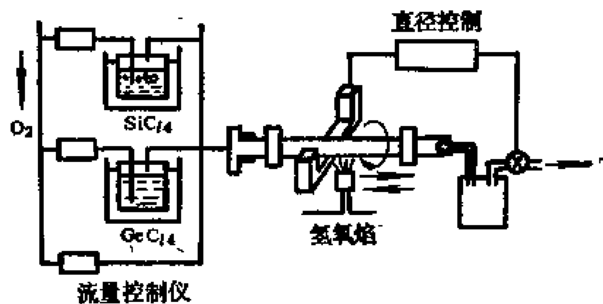


图13-52 CVD法

①由于整个沉积过程是在封闭的管状系统中进行，就能避免外界杂质造成的污染，可以大幅度的降低损耗。

②玻璃组分和沉积层厚度可以严格控制（例如可以用计算机自动控制），因而芯和涂层材料掺杂容易，可以制作任何特定折射率剖面（如阶跃折射率剖面、剖面参量α为任何值的变折射率剖面，“W”型光学纤维）。近来，在CVD法基础上，又发展了一种改进的气相沉积法（简称MCVD法）和高频等离子体激发的CVD法（简称PCVD法），其基本原理和CVD法完全一样。

（二）OVPO法。

这种方法和IVPO法不同之处在于氧化物微粒不是沉积在石英管的内表面，而是沉积在石英管的外表面，因而可以制作大尺寸的预制体。OVPO法又有两种。

①横向沉积法（简称VLD法）。这种方法是在大气压力下，将原料蒸气和氧气混合后送进氢氧喷嘴，在氢氧火焰的高温区域发生氧化反应，生成的氧化物粉末状微粒沉积在一石

墨（或 Al_2O_3）母棒的外表面，如图 13-53 所示。由于喷嘴的往返运动和母棒的旋转，就可以在母棒的外表面上沉积许多层，去掉母棒后，再将中空多孔的预制体在高温下烧成实心棒。

②轴向沉积法（简称 VAD 法）。在这种方法中，芯玻璃和涂层玻璃微粒通过喷灯同时轴向沉积在母棒的一端，如图 13-54 所示。这种方法可以直接沉积出实心预制棒，而且还可以连续操作，因而能生产出很大的预制体（如 120 公斤）。如果整个系统放在一超净环境或者封闭系统中，再采用脱水工艺，就可以得到损耗很低的光学纤维。因而这种方法引起了不少人的重视，很有发展前途。

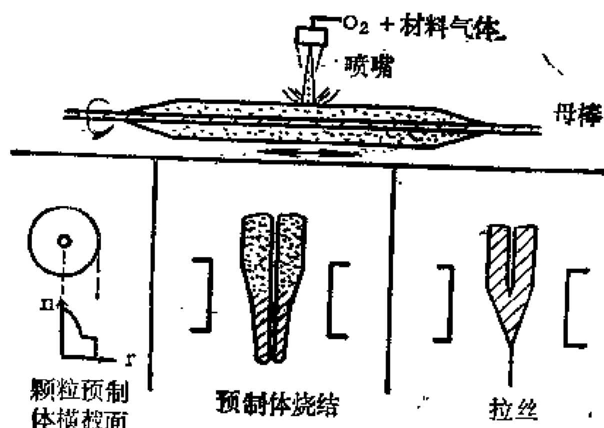


图 13-53 VLD 法

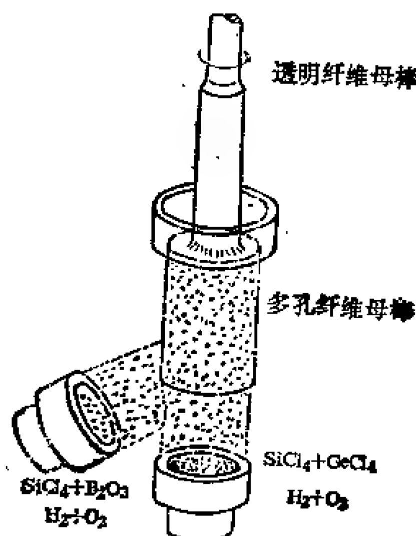


图 13-54 VAD 法

七、变折射率棒透镜的制作[54,23,47,55]

离子交换法[76,77]

这是一种制作玻璃变折射率棒透镜的常用方法。其实质主要是将事先研磨抛光好的含铊（或铯）的钠硼硅酸盐玻璃圆棒浸泡在 KNO_3（或 $NaNO_3$）溶液中，在低于玻璃软化点温度的条件下，使玻璃中的 Tl^+（或 Cs^+）离子和溶液中的 K^+（或 Na^+）离子发生热扩散交换。这样，玻璃棒中 Tl^+（或 Cs^+）的组分从轴到周边按一定梯度规律减少。因而，玻璃的折射率也从轴到周边按同样梯度规律减小，就得到了具有梯度折射率剖面的变折射率棒透镜。

一般来说，玻璃的折射率与玻璃组分、分子折射度和分子量有关。而分子折射度近似等于组成分子的各离子的折射度之和。因此，构成玻璃的某一种离子在单位体积内的电子极化率与离子半径的立方之比值就直接影响玻璃的折射率。表 13-13 给出了玻璃中各离子的半径、电子极化率和电子极化率/(离子半径)^3 之比值。因为一价阳离子的半径较小，扩散系数较大，所以一般都选用一价离子，而且 Tl^+ 离子的电子极化率与离子半径的立方之比值最大，利用它和其它碱金属离子交换就可以得到最大的折射率差。因而通常采用 Tl^+—Na^+ 离子交换以制作变折射率棒透镜。由于铊挥发性强和毒性大，现在正在研制其它更好的材料。

中子辐照法[56]

用中子照射高硼玻璃如 BK_7，使硼发生变化而使折射率发生变化。这方法的困难在于要

表 13-13　离子半径、电子极化率和电子极化率/离子半径³

离　子	离子半径（埃）	电子极化率	电子极化率/离子半径³
Li^+	0.78	0.03	0.0632
Na^+	0.95	0.41	0.478
K^+	1.33	1.33	0.565
Rb^+	1.49	1.98	0.599
Cs^+	1.65	3.34	0.744
Tl^+	1.49	5.2	1.572
Mg^{++}	0.78	0.094	0.20
Ca^{++}	0.99	1.1	1.13
Sr^{++}	1.27	1.6	0.78
Ba^{++}	1.43	2.5	0.85
Zn^{++}	0.83	0.8	1.39
Cd^{++}	1.03	1.8	1.71
Pb^{++}	1.32	4.9	0.11
La^{+++}	1.22	1.04	1.68
Sn^{+++}	0.78	3.4	8.35

产生大的折射率差就需要高剂量的中子源，而且不能制作直径较大的变折射率棒透镜。

离子填充法

采用一种特定的玻璃，当加热后它可以出现分相现象。其中一个相可以溶解到酸中，经清洗后就成为一种微孔玻璃。然后，将微孔玻璃浸泡在一特定溶盐中，溶盐中的离子或分子就能扩散到多孔玻璃的微孔中去。只要严格控制工艺过程，就可以得到扩散离子或分子浓度呈梯度变化的多孔玻璃。再经热处理就能得到变折射率棒透镜。

晶体生长法

这种方法可以用来制作轴向变折射率透镜。采取的溶液是氯化钠和氯化银混合溶液，籽晶采用氯化钠。拉引时，首先从溶液中生长出氯化钠晶体，随时间增加，溶液中氯化钠的浓度越来越小，氯化银的浓度越来越大。这样生长的晶体中，由于氯化银的浓度轴向增加，氯化钠的浓度轴向减小，就形成了轴向变折射率分布的晶体棒。利用这种工艺，还可以生长出硅和锗的组合单晶体。这种轴向梯度晶体在红外波段有重要的应用。

光敏共聚法[57,58,59]

其装置见图 13-55。紫外光源 G 和上下两个遮光罩 F配装，二者间距约为 70 毫米。盛料玻璃管 E 和紫外光源之间的距离为 100 毫米，原料采用甲基丙烯酸甲酯（MMA）和安息香乙烯酯（VB）单体，引发剂是过氧化苯甲酰（BPO）或安息香甲基醚（BME），玻璃管转速是 40 周/分，紫外光源向上以恒速 V（如 0.3—1.2 毫米/分）运动，容器在工作期间

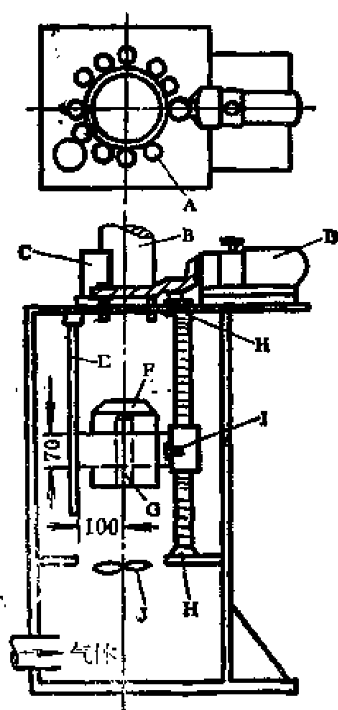


图 13-55　光敏共聚法实验装置

A 转动装置；*B* 排气管；*C*,*D* 马达；*E* 玻璃管；*F* 圆柱形遮光罩；*G*紫外灯；*H* 限制开关；*I* 监测用硅光电池；*J* 电风扇。

用空气冷却到 25℃。玻璃管受紫外光照射后开始聚合，聚合后将玻璃管放入 60℃ 烘箱中处理几十小时，使剩余单体完全聚合。

采用的单体对 M_1-M_2 必须满足两个条件：一是 M_1 的折射率 n_1 要比 M_2 的折射率 n_2 低；二是 M_1 的单体竞聚率 $\gamma_1>1$，M_2 的单体竞聚率 $\gamma_2<1$。例如，当 M_1 采用 MMA，M_2 采用 VB 时，$n_1=1.490$，$n_2=1.5775$；$\gamma_1=8.52$，$\gamma_2=0.07$。

为了进一步扩大抛物线折射率分布区域和提高数值孔径，可以采取 M_1-M_2-M_3 的三元共聚系统。

用这种方法可以制作直径较大和较长的聚光塑料棒，由于它是线性结构，可以通过热拉引方法作成塑料变折射率光学纤维。

扩散-共聚法[60,61,62,63,76,77]

这是制作塑料变折射率棒透镜常用的一种方法。它和离子交换法不同之处在于它不是母体离子和掺杂离子的扩散交换，而是掺杂单体向母体内扩散并和母体的单质发生共聚。这种方法是先将母体单质作成半聚合状态的聚合物，然后将它在一定温度（如 80℃）下浸泡在掺杂单体的液体中，经热扩散共聚阶段后，再将母体棒取出并放在一定温度下若干小时，使剩余的单体完成共聚。表 13-14 是常见的几种二元塑料共聚体变折射率棒透镜材料的主要特性。表 13-15 是用不同方法制作的变折射率棒透镜的典型物理性能。

表 13-14　几种常用的变折射率棒透镜材料的主要特性

名　称	ν	n_D	$\frac{n_F-n_C}{n_D}$	名　称	ν	n_D	$\frac{n_F-n_C}{n_D}$
8FMA	58.95726	1.389	0.00175	n-BMA	47.76060	1.482	0.00681
4FMA	61.69591	1.422	0.00481	DAIP	30.03840	1.571	0.0121
3FMA	62.91636	1.425	0.00474	DAP	34.15927	1.5735	0.01067
MMA	56.08215	1.497	0.00592	VB	29.68048	1.575	0.0123
CR 39	59.63086	1.504	0.00562	PS	41.73853	1.005	0.009031

表 13-15　用不同方法制作的塑料变折射率棒透镜的性能

制作方法	扩散—共聚法						光敏共聚法		
M_1	DAP	DAIP	CR 39	CR 39	CR 39	CR 39	VB	VCB	VB
M_2	MMA	MMA	3 FMA	3 FMA	4 FMA	8 FMA	MMA	MMA	EMA
周期（毫米）	50	63	27	31	34	51	178	66	81
A（毫米$^{-2}$）	0.0158	0.0099	0.0546	0.042	0.034	0.0154	0.00124	0.0090	0.0061
色差	高	高	低	低	低	低	高	高	高

第十一节　测 试 技 术

这里，我们仅介绍光学纤维元件的几种主要特性的一般测试方法。

一、数值孔径的测量[11]

前面已经讲过，光学纤维元件的数值孔径可定义为：

$$N.A. = n_0 \sin \alpha_m = (n_1^2 - n_2^2)^{\frac{1}{2}} \tag{13-92}$$

但是，严格地说，要精确地测量孔径角 α_m 是很困难的。实际上，常把输出光强度下降到它的最大值的50%的入射角的正弦定义为光学纤维的数值孔径。

数值孔径通常利用测角仪测量出输出光的相对强度和入射角（或出射角）的关系曲线来确定。当入射光是漫射光时，测量出射光锥是很方便的。其实验装置如图 13-56 所示。为使入射光完全进入光学纤维，我们用漫射光照明光学纤维元件。漫射板采用毛玻璃，样品的输出表面被安放在探测器支架的旋转轴上。探测器是由一个低 N.A. 的物镜、光栏和光探测器组成。光栏的直径由样品面积的大小确定，典型的值是 1-3 毫米。在没有光学纤维元件条件下，首先单独对漫射源扫描以建立标准。然后，放入光学纤维元件并进行扫描。有光学纤维元件的读数和没有光学纤维元件的读数之比率对所调整的角度作图，利用截止值或者50%的准则就可以确定光学纤维的数值孔径。

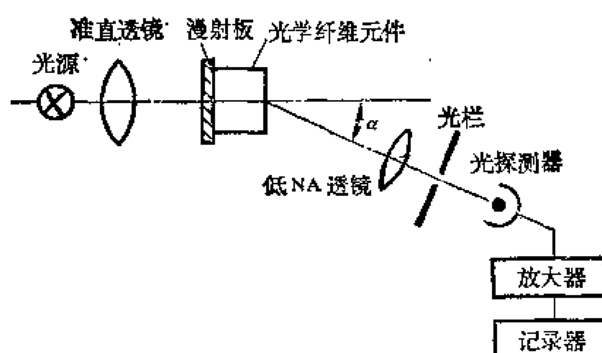


图 13-56　数值孔径测量装置

当光学纤维元件的数值孔径接近或大于 1 时，测量工作将遇到困难。利用在仪器上安装一个其轴位于探测器支架的旋转中心上的半圆柱透镜就可以解决这一困难。柱状透镜的曲率半径为 3 厘米左右。为了确保透镜和光学纤维元件间有良好的光学接触，在它们之间必须增加浸渍油层。测量中，重要的是要使入射光锥等于或者略大于光学纤维元件的数值孔径，在漫射光源和光学纤维元件之间增加匹配油层就可以作到这一点。

对于由平行纤维组成的光学纤维元件，两端面的数值孔径通常相同。对于锥形或者扭转的光学纤维元件，数值孔径将随方向或者位置而变。在这种情况下，可以利用这一装置在不

同方向和位置来检测。

如果不采用漫射器，输入光将是准直的。这时，这一装置可以用来测量光学纤维元件的非准直或漫射性质。

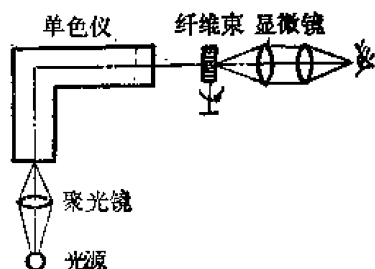


图13-57 数值孔径测量装置

数值孔径的测量还可以采取如图 13-57 所示的装置进行。因为，当入射光线以孔径角入射时，光线在芯一涂层介面上的折射角是90°，折射光线将沿界面传输。如果在出射端观察，就可以发现在纤维芯一涂层边界上有一明亮光带。根据这一思想，当白炽光通过单色仪输出单色光来照明光学纤维元件的入射端时，出射端用一放大倍率为 300 倍的显微镜来观察，旋转纤维元件以改变光线的入射角度。当观察到芯一涂层界面上有一明亮光带，而芯区和涂层区的亮度又相同，这时的入射角就是孔径角。

二、透射率的测量[11,13]

光学纤维元件透射率的测量方法将随要求不同而有所不同。例如，一种方法是在一定波长和数值孔径意义下来确定输入和输出的光通量。利用单色仪，就可以在一定波长条件下测量光学纤维元件的透射率。利用单色仪往往不方便，利用许多滤光片就可以从白光源中得到不同波长的单色入射光。

输入端的数值孔径仅在准直光或漫射光情况下才有意义。在准直透镜焦点上放一小光源就可以得到准直光，利用毛玻璃就可以得到漫射光。通常，将准直光变成漫射光的最简便方法就是在测试目标的入射面上放一毛玻璃。如果需要有确定的数值孔径，就要采用一个具有相应数值孔径的透镜来照明试验目标。

可以利用传感器来收集输出的光通量。准直输出光的传感器可以利用一个低数值孔径透镜，在其焦点上放置一个小孔光栏和一个光探测器。漫射光的传感器是在光探测器前面放入一个毛玻璃漫射圆盘。作为另一种选择，可以利用积分球作漫射光收集器。

考虑到所利用的条件，输入光和输出光的性质（准直光或漫射光）可以独立地选取。图 13-58 和图 13-59 就是两种不同的测量透射率的实验装置。在每种情况下，都要在确定的光谱波长下测量有光学纤维元件和无光学纤维元件时输出光通量的数值和二者之比值。如果利用双光束分光光度计，就可以自动给出输出光通量的比值和作出透射率曲线图。图 13-60 给出了单根光学纤维和纤维束的透射率随长度的变化曲线；图 13-61 给出了不同长度的单光学纤维的透射曲线。

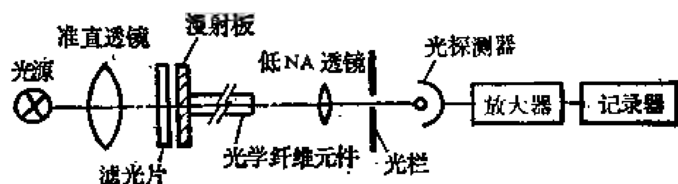


图 13-58 透射率测试装置。漫射光输入准直传感器。

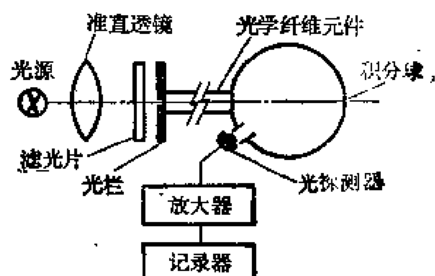


图 13-59 透射率测试装置。准直光输入，漫射传感器。

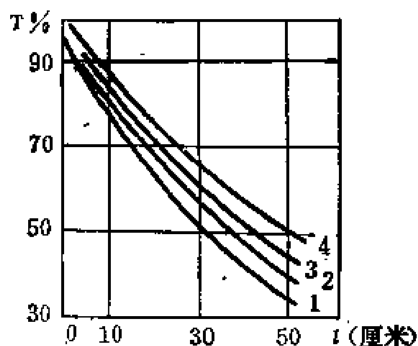


图 13-60　透射率与光学纤维长度的关系

曲线 1—3，$n_1=1.62$，$n_2=1.52$，$d=100$ 微米，界面反射系数分别为 0.9992，0.9993，0.9994 曲线 4，$n_1=1.75$，$n_2=1.52$，$d=254$ 微米，界面反射系数 0.9992

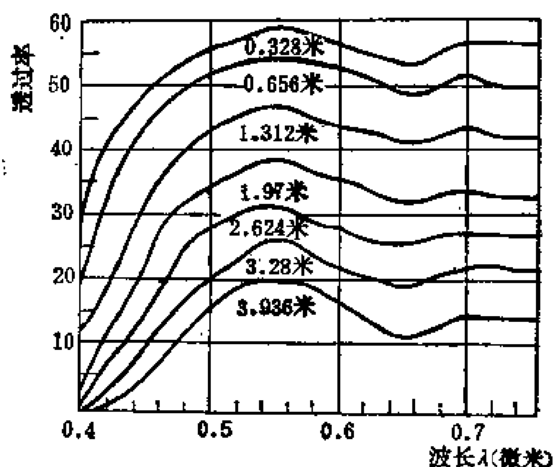


图 13-61　不同长度的光学纤维元件的透射曲线

从上图明显地看出，由于纤维束的有效传光面积较小，因而透射率比单根纤维低。光学纤维越长，透射率就越小。

三、低损耗的测量[3,40,64]

由于低损耗光学纤维的损耗很小，上述测量透射率的装置不能直接用来测量损耗。图 13-62 给出了测量损耗的实验装置图。这里，光源采用激光器，光束经过光栏后在分束器处被分成样品光束和参考光束。参考光束的目的是监视光源的发光强度，样品光束经过中性衰减片后被显微物镜聚焦到待测纤维上。插入已知透射率的衰减片的目的是使激光束强度减弱，以保证工作到接收器的线性工作区域。纤维入射端面可以通过三维调节架进行微调。涂层模剥离器的作用是可以很好的除去在涂层中的光线。如果光学纤维已采用强吸收的预涂层，涂层模剥离器就不必采用。输出光可用接受器来测量和记录。测量结果的处理方法和透射率一样，这里不再进行讨论。

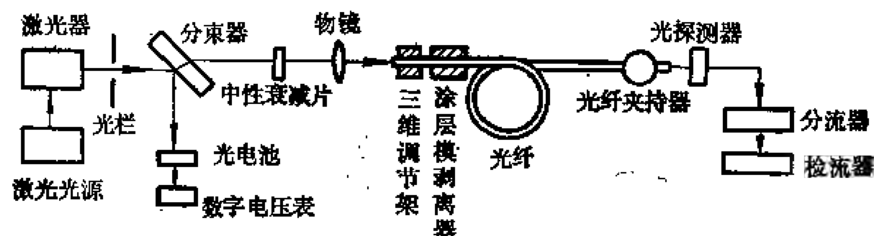


图 13-62　损耗测量装置

四、分辨率的测量[11]

柔软光学纤维传象率分辨率的测量装置如图 13-63 所示。光源发出的光经过聚光镜将分辨率板照明，分辨率板放在照相机镜头的焦平面上。照相机镜头将分辨率板成象在光学纤维束的入射端面上，在输出端通过目镜观察经过光学纤维束输出的象。

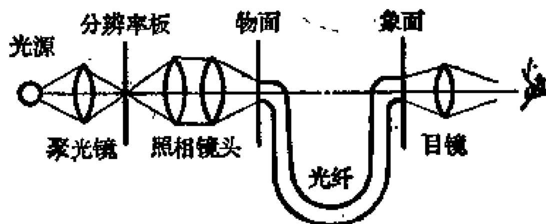


图13-63　柔软光学纤维传象束分辨率的测量装置

分辨率板为国产的WT1005—62型鉴别率板，共五块，互相以二倍比例缩放。每块有 25 个单元，每个单元由方向不同的四组线条组成。线条宽度按几何宽度 $1/12\sqrt{2}$ 从第一单元到 25 单元按递减顺序排列。测量时，要以能同时看清四个方向的线条为准。

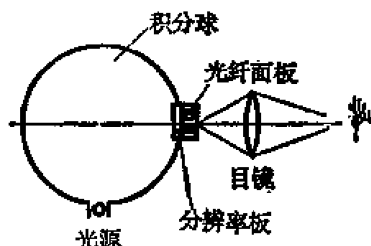


图 13-64 光学纤维面板分辨率测量装置

光学纤维面板分辨率的测试装置如图 13-64 所示。光源发出的光，经积分球均匀地照明分辨率板，分辨率板和光学纤维面板紧密接触。分辨率板经过光纤面板成象于出射端面，再通过目镜观察所成的象，就可以确定光学纤维面板的分辨率。

五、调制传递函数的测量[1,13]

利用分辨率的测量并不能很好地评价光学纤维传象束传象质量的好坏，因为分辨率的测量值一方面和测试目标象的对比度有关，另一方面测试结果还与接收器（人眼、照相底片）有关。近来，人们用调制传递函数（简称 MTF）来全面地、客观地评价光学纤维元件传象质量的好坏，得到了良好的效果。

光学纤维元件调制传递函数是对被传递的象的调制度（有的文献上称为对比度）相对于目标的调制度之比，并且是目标的空间频率的函数。光学纤维元件的 MTF 又可考虑为系统的线性展开函数的傅里叶变换。但是，光学纤维元件要用 MTF 来描述，必须满足线性和扩散函数空间不变性的要求。光学纤维元件是线性元件，并不满足空间不变性。因此，不能严格地应用傅里叶分析，尽管如此，通常采用 MTF 方法来评价光学纤维元件的象质，还是可以给出比简单的分辨率测试要多的信息。

通常，可以用许多方法来测试光学纤维元件的 MTF。一般利用很精确的透镜将调制的试验目标的象来扫描光栏或者狭缝，最后，再成在光学纤维元件上。常用的两种基本方法是：

（一）狭缝（小于光学纤维直径）的象被投射到光学纤维样品的输入端，经过光学纤维样品传输的像被投射到可变空间频率的正弦波试验目标上。调制光用光探测器接受。这信号是电信号，就可以直接记录并作出 MTF 曲线。这时，一般都采用宽带放大器来接收可变空间（包括瞬时）频率。

（二）具有恒定瞬时频率的扫描目标在可变的光学放大情况下被投射到光学纤维样品的输入面上，输出象被投射在一固定狭缝上，随后为光探测器接收和记录。在这种情况下，通过一窄带电子放大器的仅是目标的基频，这就将方位目标变成有效的正弦波目标。

在这两种方法中，在一确定时间下，仅是光学纤维元件的特定部位和取向才被试验，这是静态的 MTF 情况。为了对整个光学纤维元件的所有部位和取向都能给出 MTF 特性，就要对所有情况下进行 MTF 测量的结果取平均。

原则上，使光学纤维元件相对于试验系统作迅速运动就可以得到动态的 MTF。图 13-65 给出了光学纤维元件 MTF 测量装置示意图。图 13-66 对两种不同工艺条件下的光学纤维面板给出了 MTF 曲线。从图可知，有第二吸收层的光学纤维面板的 MTF 特性比没有第二吸收层的光学纤维面板的 MTF 特性要好得多。

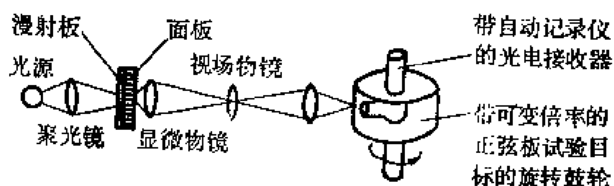


图 13-65　MTF 测量装置

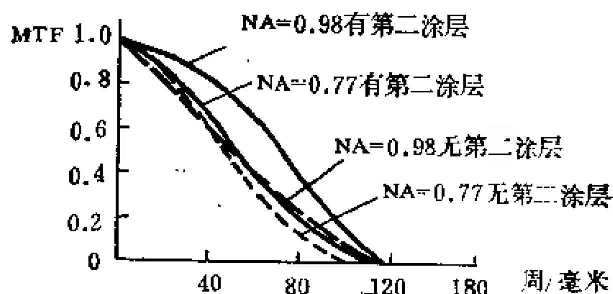


图13-66　两种不同工艺条件下制作的光学纤维面板的 MTF 曲线

六、矩形波响应的测量[13]

利用矩形波响应也可以评价光学纤维元件的传象质量。其方法基本上和 MTF 方法相似，不同的是可变空间频率目标不是正弦式密度线而是矩形波（具有相同间距的黑白线条）。实验装置如图 13-67 所示。用一个显微物镜将矩形波目标投射到光学纤维元件的输入端，另一个显微物镜将这个传输的物像投射到狭缝上，狭缝和线条平行，随后经过光电倍增管、放大器而将曲线记录下来。如果目标运动，则仅有一孤立纤维排被取样。如果光学纤维元件的某一排纤维直接落在取样范围内，就可以得到最大的响应。

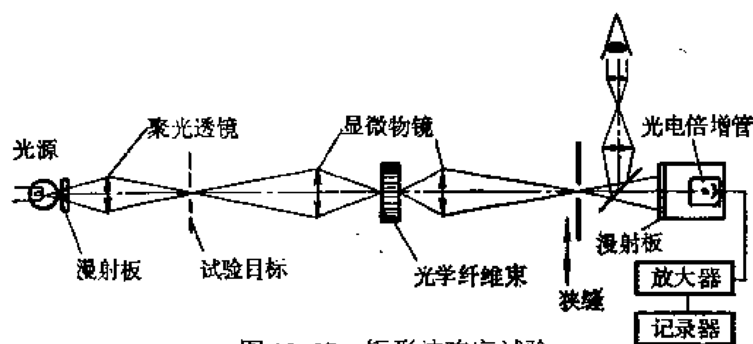


图 13-67　矩形波响应试验

如果狭缝和目标象正交（因而可以通过很多光学纤维），就实现了和纤维有关的许多目标位置的平均响应。于是，我们就可以得到较低的、而且是很现实的响应。

在实验中，首先在没有光学纤维元件情况下利用一个具有适当的空间频率范围的矩形波目标而得到光学系统的响应。传输光的强度调制可利用图表记录仪对每一频率都进行记录，在每一频率下的调制度（对比度或者响应）是

$$C=\frac{I_{max}-I_{min}}{I_{max}+I_{min}} \tag{13-93}$$

这是在存在光学纤维元件下测量的。有光学纤维元件的对比度和无光学纤维元件的调制度之比对频率作图，就能得到响应曲线。

七、边缘响应的测量

边缘响应（即刀口效应）测试的目的是用来估价在光学纤维面板中附加吸收层对杂散光吸收的效率。在这一实验中，利用一个显微密度计来测量由光学纤维面板所传输的刀口象的黑暗区域的密度的减小。图 13-68 给出了一典型的实验装置。利用漫射光照明刀口目标，刀

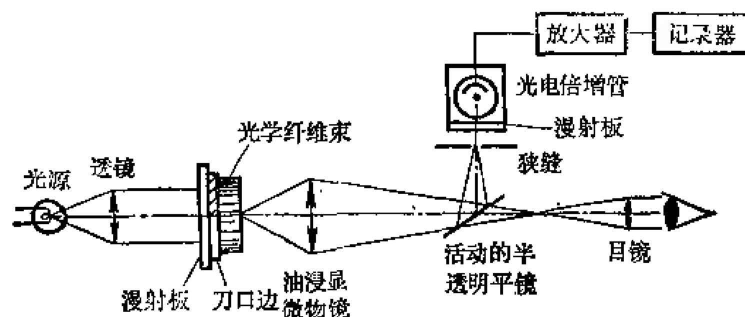


图 13-68 边缘响应测试装置图

口直接和光学纤维面板接触。输出象用一个具有油浸显微物镜的显微密度计扫描，输出的光被放大和记录。在这个实验中，重要的是使扫描狭缝和刀口准确地排成一行。

表 13-16 给出了光学纤维面板的典型响应值。图 13-69 给出了响应与刀口距离的关系曲线。

表 13-16 刀口象的响应值

从边部计算的距离（微米）	响 应 (%)
12	4.00
25	1.00
50	0.50
125	0.25
375	0.15

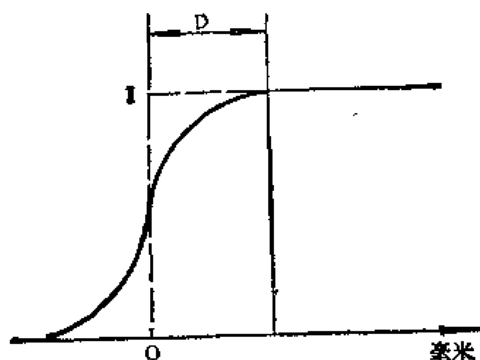


图 13-69 刀口响应曲线

八、折射率分布的测量 [3, 13, 40]

折射率分布剖面是变折射率光学纤维的一个重要参量。因为光线的传输特性、色散特性、传输的模总数、成象特性等都与变折射率光学纤维本身的折射率剖面有关。因而，折射率剖面的测量和评定是一项重要的工作。

一种理想的测量方法应当满足如下条件：

①非破坏性测量；

②适用于任何折射率分布；

③精度和分辨率高；

④测量方法、数据处理简便。

表 13-17 给出了折射率剖面的各种测量方法的分类与比较。由于要同时满足上述四个条件比较困难，因而，在具体测量光学纤维的折射率分布剖面时，应当按照不同的要求采取不同的测量方法。

表 13-17　折射率分布测量方法分类

	测量对象	破坏，非破坏	研　究　者	测量的数据	所得值（误差）
1	无涂层光纤	非破坏	Presby	后方散射图样	n(0.2%)，r(5%)
2	均匀芯光纤	非破坏	Watkins	前方散射图样	n_1(±0.003)、$r_{芯}$、$r_{涂}$
		非破坏	Liu	匹配油的折射率	n_1、$r_{涂}$
3	平方律分布光纤	破坏	Kitano	远场图样	四次项系数(1.1±0.1)
		破坏	末松	近场图样	四次项系数
		破坏	Rawson	表、里面的反射光产生的干涉图	四次项系数(1.36±0.04) 六次项系数(－3±0.3)
		破坏	前田	远场图中的阶跃折射率差	四次项系数
4	任意形状分布的折射率	破坏	Martin, Cherin	干涉显微镜像	任意点的 n 值
			Ikeda, Eickhoff, 上野	纤维端面的反射光	任意点的 n 值(～5%)
			Gloge, Payhe 田中	非相干光的近场图	任意点的 n 值
			小山内	用 X 射线显微分析测掺杂浓度	任意点的 n 值
5	任意形状分布的折射率	非破坏	白山，Hunter，伊贺	干涉显微镜像	任意点的 n 值(轴对称)
		非破坏	大越，保立	前方散射图	任意点的 n 值(轴对称)
6	任意形状分布的折射率	破坏	Burrus	电子显微镜	
7	阶跃折射率预制块料	非破坏	千吉良	前方、后方散射图	各个参量
8	任意形状分布的预制块料	非破坏	大越，保立	在中央面成像的干涉图	任意点的 n 值(轴对称)

下面，我们扼要的介绍几种光学纤维折射率剖面的测量方法。

（一）散射法 [3]

这是一种根据光学纤维对激光的散射图样反推计算而得到折射率剖面的方法。对于传输模数较少的光学纤维，测量精度较好，理论分辨率可达 $\lambda/4$，这种非破坏性的测量方法可用作单模或近乎单模光学纤维的折射率剖面测量。测量系统如图 13-70所示[3,65]。一束偏振方向与纤维轴平行的偏振激光垂直地入射到光学纤维上，然后用光探测器测量出在前方生成的远方散射图随角度 θ 而变化的函数关系。为了消除纤维涂层的折射率与空气折射率差所引起的散

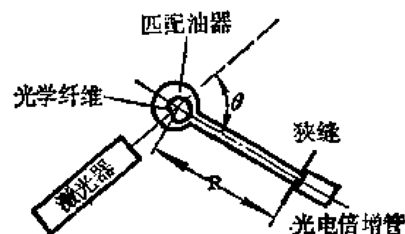


图 13-70　散射法测量系统

射，一般要将光学纤维放入和涂层折射率相匹配的匹配油中，匹配油中有自动温度控制设备，保持涂层和匹配油的折射率差在 0.001% 以下。在光电倍增管受光面的正前方放一纵向狭缝以提高 θ 方向的分辨率和使朝纵向扩散的光全为光电倍增管所接收。利用反推法，就可以从测量结果得到光学纤维的折射率剖面。

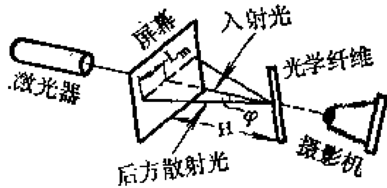


图 13-71 后方散射系统

还有一种后方散射法[3,66]，测量系统如图 13-71所示。用此方法可以测量无涂层的均匀光学纤维的折射率和半径。对于有涂层的光学纤维，当芯的直径大约小于外径一半时，这方法也可用来测量涂层的折射率。

（二）干涉法

利用干涉法测量光学纤维的折射率分布的方法种类很多，这里简单介绍几种。

①沙敏干涉法。[3,67]

利用相干光因程差不同发生干涉而生成明暗交替条纹的原理设计的沙敏干涉测试系统如图 13-72 所示。Ⅰ和Ⅱ为两个具有相同厚度 t 的平镜，L 为会聚透镜，M 为照相底片。当用激光束 S 入射后可得四条光线，用光栏去掉两条后，仅留下 1 和 2 两条光线。如果两平镜的厚度完全一样，则光线在两个平镜内部的反射角就完全一样。这时两条光线有相同的光程，程差为零，在照相底片上看不到干涉条纹。如果将厚度为 l 的变折射率光纤薄片（厚度 0.5 毫米左右）放入平镜Ⅰ后的光路 1 或 2 中，则二光线之间就产生程差Δ，并发生干涉，产生明暗相间的同心圆干涉条纹。出现亮环的条件是 $\Delta=k\lambda(k=1、2、3\cdots\cdots)$，$k$ 表示从中心向边缘计算的亮环数目。二亮环之间的折射率差为$\Delta n=\lambda/l$。第 k 个亮环和中心亮环之间的折射率差是$\Delta n=k\lambda/l$。即 $\Delta n=k\lambda/l$，因此，只要知道轴中心处的折射率（近似情况下，可用大块均匀芯材料的折射率代替），数出亮环数目，就可以算出该亮环所对应处的折射率。这样，就可以逐点求出光学纤维横截面上各点的折射率，从而得到光学纤维的折射率剖面。

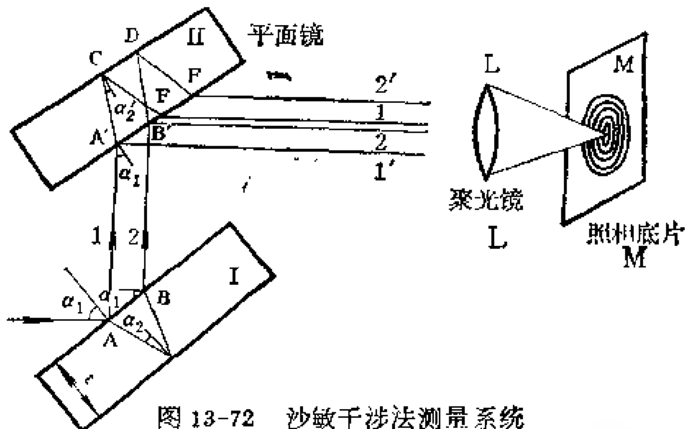


图 13-72 沙敏干涉法测量系统

这方法的优点是设备简单、测量精度高，但属于破坏性测量。样品加工精度要求高，而且要求轴上的折射率已知

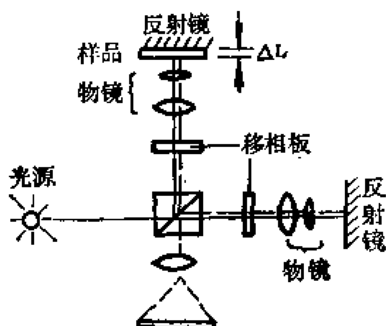


图 13-73 反射式干涉显微镜方法的测量系统

②反射式干涉显微镜方法[3,13]

图 13-73 为使用反射式干涉显微镜测量折射率剖面的系统。被测光学纤维先用环氧树脂固定，然后在和它的轴垂直的方向上把纤维切成厚度为几百微米的薄片，再把表面进行研磨抛光，放入显微镜中且和光轴对齐。这时，让通过相位板的光线同屏幕倾斜成角度 θ，则由于加入相位板的那部分光线的相位被延迟，于

涉条纹将发生移动。若干涉条纹移动的间隔为D,则相位板造成的相移ϕ可表示为（当$\phi\ll1$）

$$\phi=\frac{2\pi d}{D} \tag{13-94}$$

利用上式及ϕ同折射率的关系就可以得到任何点的折射率，当采用显微密度计和模数变换器把显微镜照片的信息进行数字化后，就可以用计算机自动控制干涉条纹的移动量，从而可以精确地算出折射率分布。折射率测试精度可达±0.0005，空间分辨率为0.7微米。

这种方法可以比较简单地求出任意形状的折射率剖面，所以应用比较广泛。但它是一种破坏性测量方法。

③透射式干涉显微方法。[3,13]

如图13-74所示。在透射式干涉显微镜的一个光路中，在与该轴相垂直的方向放入光学纤维，就可以非破坏性地得到光学纤维的干涉条纹。为了消除涂层和空气的折射率差造成的散射干扰，被测光学纤维要放入折射率和涂层折射率相等的匹配液中。这种方法对芯内折射率变化剧烈时的测量误差较大。

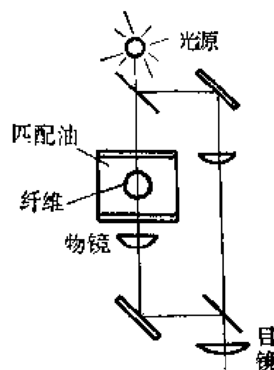


图13-74　透射式干涉显微方法的测试系统

④两端面反射干涉法[3,13]

实验系统如图13-75所示。这种方法的出发点是把变折射率光学纤维的折射率分布写成下式：

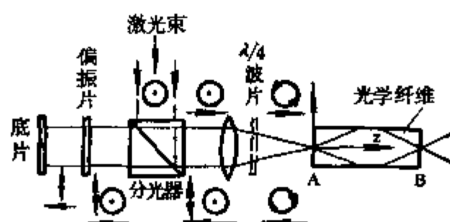


图13-75　光学纤维两端面反射干涉法

$$n(r)=\varepsilon(r)^{\frac{1}{2}}=\varepsilon_0^{\frac{1}{2}}[1-(ar)^2+c_4(ar)^4+\cdots\cdots]^{\frac{1}{2}} \tag{13-95}$$

再利用这方法求解高次项系数。式中的$\varepsilon(r)$和ε_0分别为光学纤维内部和中心轴上的相对介电常数。利用会聚在入射端面上的入射光束可以再次被会聚在某一距离$nL(n=1、2、3\cdots\cdots)$的特性，取半周期（即$L/2$）长的变折射率光学纤维如图那样放置，则在纤维表面和另一端面上的反射光将通过同一光路在底片上形成干涉条纹。再利用$\lambda/4$波片和偏振片去掉不需要的光线，就可以得到理想的干涉图样。由于相邻干涉条纹之间的间隔对应于2π位相差，所以可将纤维表面和里面的反射光互相间的相位差作为入射角r_0的函数而求出。如果折射率剖面偏离聚焦分布很远，则测量精度将大大减小。

（三）端面反射法[13,68]

正入射时，端面菲涅耳反射率R为

$$R=\left(\frac{1-n}{1+n}\right)^2 \tag{13-96}$$

根据此公式设计的端面反射法实验系统如图13-76所示。激光束通过空间滤光片（微小针孔）成为良好的高斯光束后，再通过显微物镜聚光，然后入射到光学纤维的端面上，再利用上式可以从对光学纤维反射光的扫描测量中得到折射率分布。遮光器和锁定放大器可以改善信噪比。纤维的另一端浸没在匹配液中以除去从该端面上来的反射光。

如果涂层折射率为n_2，则有

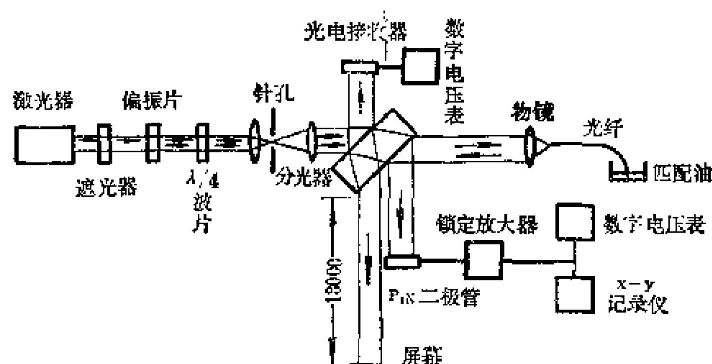


图 13-76　端面反射法测量系统

$$\Delta n \doteq \frac{(n_2^2-1)}{4}\frac{\Delta R}{R_2} \tag{13-97}$$

因为 Δn 和 ΔR 成正比，所以就可以用 $x-y$ 记录仪直接读出 Δn。

为了提高测量精度，采用 $\lambda/4$ 波片把入射光变成圆偏振光，以降低偏离垂直入射时所引起的反射率的变化。空间分辨率为 1—2 微米（对于 *He—Ne* 激光入射）。本方法能比较简单地测出多模光纤的任意形状的折射率剖面。

（四）x射线显微分析法

我们知道，在光学纤维中，为了改变折射率我们往往要加入一定量的掺杂离子。掺杂离子浓度与折射率变化有关，而且与x射线强度间有着一定的比例关系。所以，如果使用x射线显微分析仪（*XMA*）测量出掺杂离子的特征x射线的强度分布，就可以求出折射率剖面。由于电子束直径可以作得很小，所以原则上可以得到很高的分辨率（0.5 微米）。实际上，要想得到很高的信噪比是很困难的。

（五）扫描电子显微镜方法

对于用掺杂浓度来控制折射率所制作的光学纤维，当把它的端面进行化学腐蚀时，腐蚀速度将随掺杂浓度有所不同。因此，腐蚀后的端面会形成微小的凹凸形状。用扫描电子显微镜就可以观察这种凹凸形状，因而可以得到光学纤维横截面的折射率剖面。

总之，对于多模光纤，端面反射法和干涉显微镜法是简便而有效的方法，正被广泛使用。对单模光纤来说，X 射线显微分析法和散射法最为有效。

九、色散特性的测量[40]

光学纤维的色散是决定光学纤维通信容量的重要特性，因而测量和评价光学纤维的色散特性十分重要。

（一）脉冲法

直接测量光脉冲在接收端的波形畸变，或者由它反推计算出脉冲响应的方法。

①全色散测量。测量系统如图 13-77 所示。激光器可以采用半导体激光器，如*GaAs*—GaAlAs 激光器（光脉冲半宽度为 0.2—1 毫微秒，激光峰值波长为 850～900 毫微米，光谱

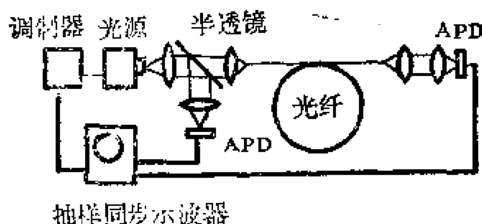


图 13-77　脉冲法全色散的测量系统

半宽度为1—3毫微米），钕玻璃激光器、氩离子激光器和掺钕钇铝石榴石激光器，检波采用雪崩光电二极管（APD），其响应截止频率为3兆赫。

设光学纤维的输入脉冲波形为$x(t)$，输出脉冲波形为$y(t)$，脉冲响应为$h(t)$，它们都是高斯波形，其宽度分别为Δt_1，Δt_2和$\Delta\tau$。它们之间有下列线性关系。

$$y(t)=\int_0^t h(t-\tau)x(\tau)d\tau = h(t)\otimes x(t) \qquad (13\text{-}98)$$

$$\Delta\tau_2^2=\Delta\tau_1^2+\Delta\tau^2$$

这里，$\otimes$表示卷积，$x(t)$、$y(t)$和$h(t)$都表示光强随时间的变化。

可以采用傅里叶变换来计算脉冲响应。还可以通过上述实验系统，把取样同步示波器的输出平滑以后以低速取出，并用小型计算机进行傅里叶变换和逆变换计算，就能很快得到脉冲响应$h(t)$。

②多模色散分离测量法。测量系统如图13-78所示。振荡波长采取$\lambda_1=860$毫微米和$\lambda_2=900$毫微米的两个GaAs激光器输出，经半透（半反）镜合成后入射到光学纤维中。由于波长为λ_1的脉冲和波长为λ_2的脉冲的传输时间差Δt_a与多模色散无关，而是由波导色散和材料色散引起，故有

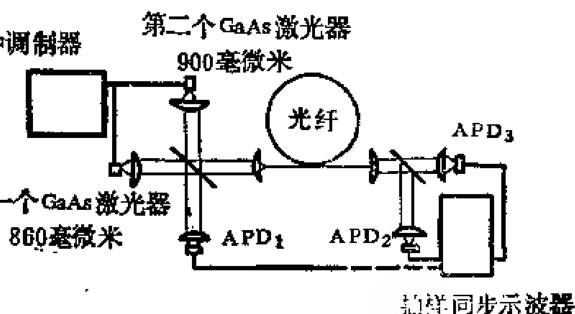


图13-78　多模色散分离测量系统

$$\Delta t_a=\frac{(\delta_w+\delta_m)(\lambda_2-\lambda_1)}{\lambda} \qquad (13\text{-}99)$$

这里，δ_w为波导色散，δ_m为材料色散，λ为λ_1和λ_2的平均值，Δt_a可从波形的测量确定。再从上式就可算出$\delta_w+\delta_m$。由于

$$\Delta\tau_w+\Delta\tau_m=\left(\frac{\Delta\lambda}{\lambda}\right)(\delta_w+\delta_m) \qquad (13\text{-}100)$$

这里$\Delta\lambda/\lambda$为激光器的振荡光谱宽度的相对带宽，因而，从上式就可以求出$\Delta\tau_w+\Delta\tau_m$。于是，就得到了多模色散$\Delta\tau_M$。

（二）扫描调制法

采取连续波（CW）发射光作振幅调制，改变调制频率并测量出调制频率相对应的响应（即基带特性）的方法。

①全色散测量。测量系统基本上和脉冲法相同，不同之处在于光源的发光强度为来自扫描信号发生器的正弦信号所调制。在接收端，出射波经检波后由选频放大器放大，直接求出相对于调制波的传输特性，即基带频率响应。

②多模色散分离测量。把不同波长λ_1和λ_2的两束激光，用同一频率、同一相位的正弦信号作振幅调制后入射到光学纤维，再由解调后的信号相位差值的关系，测量出材料色散和波导色散。如果两脉冲在长度为L的光学纤维上传输后，群时延迟Δt_a为

$$\Delta t_a=\frac{L\Delta\lambda}{\lambda}(\sigma_w+\sigma_m) \qquad (13\text{-}101)$$

在接收端，同时对这两个光脉冲进行检波，并测出其解调后的信号大小，则当调制频率为f_m

时，而且Δt_a为$1/(2f_m)$的奇数倍时，两个调制信号将对消，而信号输出为极小。因此，如果测出两个以上的使输出为极小的调制频率，就能计算出Δt_a，进而由上式就可以求出$\sigma_w+\sigma_m$。

这种测量方法是零位法，因而精度很高，是常用的一种方法。

第十二节　光学纤维元件的典型应用

利用光学纤维元件具有透过性能良好，直径可小（几微米）可大（几十至几百微米）、柔软可弯曲的特性而制作的各种规格的光学纤维传光束和传象束，可以改变光线的传输方向、移动光源的位置；可以改变图象（或光源）的形状、大小和亮度；还可以解决光通量从发射源到接收器之间的复杂传输通道问题。利用光学纤维面板可以传递图象、移动象面等特性，可以用作电子光学器件中的端窗和级间耦合元件，对改善系统的性能、简化系统的结构，提供了一种有效的新技术。

总的来说，由光学纤维元件组合成的光学系统有三个方面的作用[11]：一是直接传象，如各类潜望镜，在电子光学器件中的端窗等；二是直接导光，如各类光学纤维光源和照明器；三是析象，如各类光学纤维象转换器等。另外，低损耗光学纤维可作激光通信传输介质，是目前光学纤维最重要的应用之一，变折射率棒透镜在光学系统中有越来越重要的应用。因此，光学纤维在国民经济中有着广泛的应用，是一种很有价值的新技术。

一、光学纤维元件在光学系统中的应用

光学纤维潜望镜

光学纤维的近距离光电装置已在工业上广泛应用。基本结构是一个叉形纤维束，如图13-79所示。一端是两个分支，一支和光接收器相连接，另一支和光源连接，以解决欲测目标的照明问题。另一端是两支混杂并在一起的探头。这种装置可以直接观察，也可以和光电系统连接，在不容许有可见光的场合，或者需要探测高温、危险区域或快速运动的物体（如原子核反应堆、喷气式飞机的喷油管和油箱）时，采用这样的系统更为有利。目前，光学纤维潜望镜在国防和工业上都有很重要的应用，如坦克潜望镜、潜艇潜望镜、飞机潜望镜等。在工业上用作铸模控制、液面控制、内部结构探测、纤维光学观察仪器等。

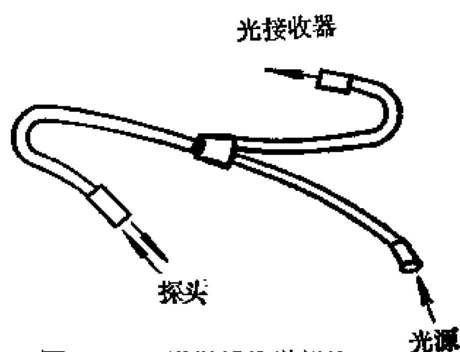


图 13-79　光学纤维潜望镜

自准直系统

在生产和科学技术中，现在广泛利用准直法来检验两个或多个反射面的平行度及确定光学系统的曲率半径和焦距。采用单根光学纤维的自准仪可以提高检验精度，如图13-80所

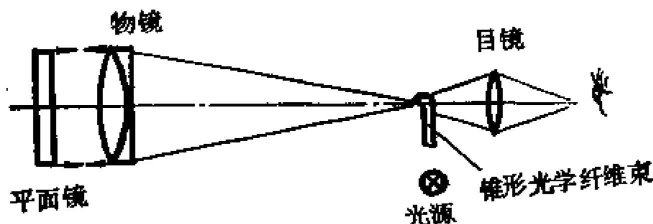


图 13-80　光学纤维自准仪

示。光源，照明锥形纤维，纤维的小端向着物镜。小端发射的锥光经过平面镜反射后又返回光源。如果纤维小端位于物镜的焦面上，而平面镜和系统的光轴垂直，那么端面的象就应和端面本身重合。

为了确定两个反射平面的平行度，可以在光斑直径部分中估计平行度的偏离值，通常用较小倍率的显微镜来观察。如用50倍的望远物镜观察，精度还可以提高。这种设备的精度可达3″，如进一步改进读数系统，精度还可以提高到0.1″。

平象场器

在摄影特别是广角摄影中，都要求物镜不能有畸变和场曲，利用光学纤维来制作校正元件同时可以校正畸变和场曲。图13-81为一个用来校正场曲的光学纤维平象场器。它是由一个一定截面的光学纤维组成的凹面元件，平的一端是系统的输出端，可以用接触法在照相底片或其它感光元件上记录由它传递的图象。

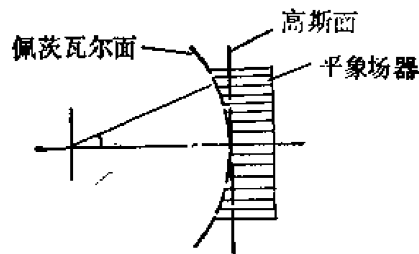


图13-81　光学纤维平象场器

此外，还可以制作菲涅耳透镜式结构的校正器，以校正任何系统的场曲。

光学纤维换向器

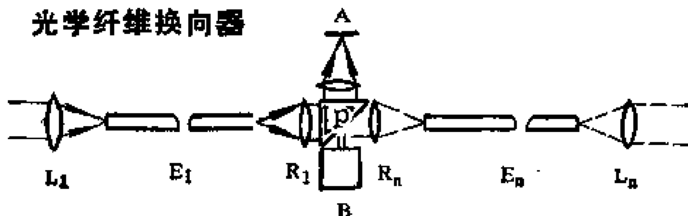


图13-82　光学纤维换向器

在飞机上使用的光学纤维传象束换向器可以传输各个方向上的图象，其结构如图13-82所示。图中L_1……L_n为物镜，E_1……E_n为传象束，R_1……R_n为接替透镜，P为棱镜，B为接收系统，A为记录系统。利用这一装置，只要转动棱镜P就可以观察到不同地方的情况，而且还可以作记录。

这种光学纤维换向装置比原来所用的各级辅助透镜系统优越得多，不仅重量轻，而且成本低。重量只有原来的六分之一，价格也只有原来的十分之一。

二、光学纤维在电子光学系统中的应用

在电子光学系统中，象是显示在荧光屏上。由于存在散射，光能损失很大。采用光学纤维元件就可以传递一个无晕辉的象，改善了畸变。因此，光学纤维元件在电子光学中得到了普遍重视。

光学纤维元件在电子光学器件上的应用主要是作端窗和级间耦合元件。

象增强器

图13-83为使用光学纤维面板作级间耦合元件的三级串联象增强器。由于采用了光学纤维面板作输入窗和输出窗，就可以使两级象增强器直接耦合，为了校正系统的场曲，还可以将光学纤维面板作成曲面。

象增强器中使用的光学纤维面板，厚度一般小于10毫米，同时要求气密性好，和光阴极不起化学反应。

X射线象增强器

图13-84为两级X射线象增强器示意图。在这个系统中，利用同心的阴极和阳极球面

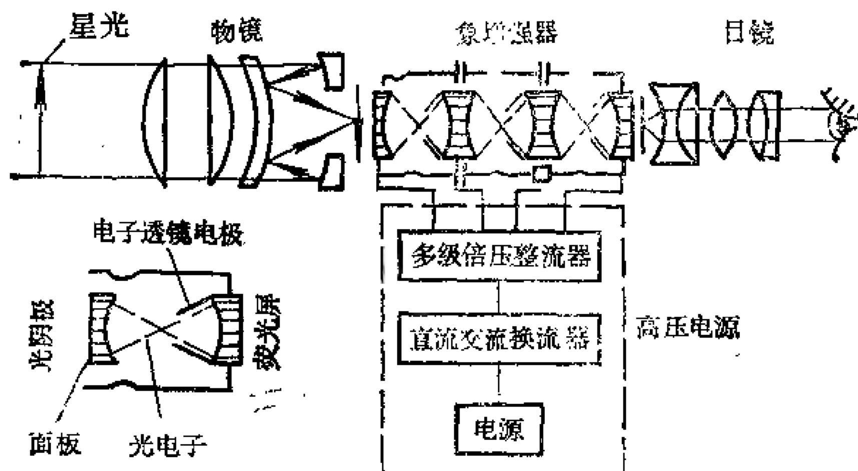


图 13-83 使用光学纤维面板的象增强器

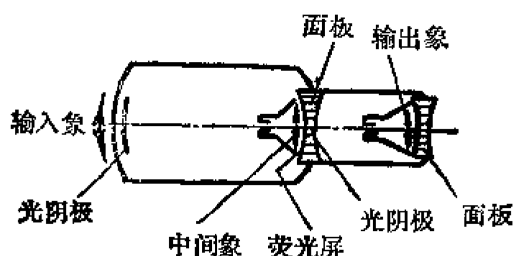


图 13-84 两级 X 射线象增强器

进行聚焦。从光阴极发射的光电子，利用类似正透镜的两个同心球面聚焦，再经过负透镜在阳极上形成中间象，最后打在阴极射线发光屏上。增强器的增益和放大率由阳极势决定。当使用双凹的光学纤维面板平象场器后，可以改善边缘部分象的分辨率，从而改善场曲。X 射线象增强器的典型数据是：输入窗直径 25.4 厘米，长 45.72 厘米，输出窗直径 3.81 厘米，亮度增益 2×10^5。

阴极射线管

阴极射线管用的光学纤维面板要求 N.A>1。在面板的内表面上制作荧光屏，外表面直接与照相底片接触。这样，落在照相底片上的能量比通常的电子透镜系统获得的能量大约要多 30 倍。

光学纤维面板有三种形式：1. 内表面是弯曲的，输出端是平的；2. 光学纤维象转换器作端窗；3. 锥形光学纤维面板。

变象管

在变象管中，使用光学纤维面板后，可以对静电聚焦管的畸变进行校正。图 13-85 为使用光学纤维面板平象场器的变象管。可以利用电子透镜的畸变正好与光学纤维面板的畸变相消的原理来消除象的畸变。

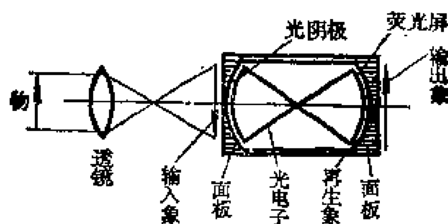


图 13-85 采用光学纤维面板的变象管

三、光学纤维在医疗器械中的应用

在医学上，利用光学纤维束柔软可弯曲的特点可以制作各类医用内窥镜，应用十分普遍。

各种医用内窥镜

使用光学纤维束的医用内窥镜不仅直径很小，也很柔软，使用方便，而且可以减少检查盲点；不仅可以采用外部冷光源而得到清晰的图象，而且还能拍照记录。因此，光学纤维系

统的采用，使医用内窥镜发生了一次重大的革新。目前，利用内窥镜可以检查膀胱、直肠、食道、支气管、胃、骨髓、心脏、血液、声带、耳鼓膜、鼻咽腔、腹腔和子宫等部位。

医用光学纤维内窥镜的主要结构可分为三部分，即成象部分、传象部分和观察记录部分。成象部分包含在纤维内窥镜镜头里面。一高强度冷光源（150瓦的卤素灯或氙灯）通过光学纤维传光束传至内窥镜头部，照明欲测物体，物体由物镜成象在光学纤维传象束端面上，经光学纤维束输出。输出的象可供观察和记录。

外科手术用的“光刀”

采用掺钕的玻璃作成的光学纤维，这种光学纤维被激发后，本身可以产生激光，也可以用它来传输激光。当激光能量以高入射功率密度（输出功率为1—10瓦）聚焦在人体某部分组织的表面上时，辐射能为人体组织吸收，温度增高，从而使之气化而切除。目前正在研究用激光纤维制造小型探针来切除皮肤上的癌细胞和对破损的视网膜进行光凝固手术。

四、光学纤维转换器的应用

利用光学纤维柔软可弯曲的特性，可以把光学纤维元件制成各种形状，如圆形、环形、矩形和直线形等。而光学纤维元件的两个端面也可以做成不同的形状，这就是光学纤维转换器。它可以满足各个系统析象的要求。图13-86就是这类转换器的几种不同型式。

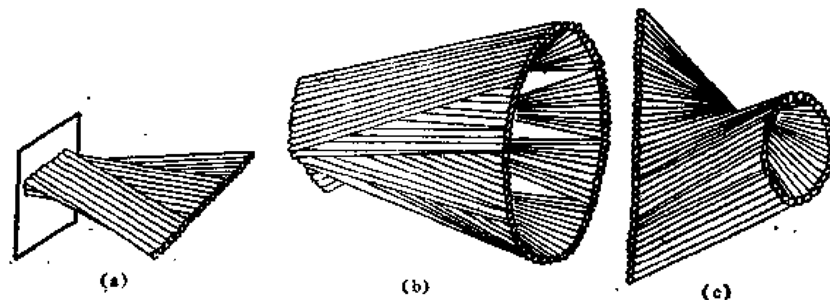


图13-86　光学纤维象转换器

(a)矩形—直线型；　(b)矩形—圆型；　(c)直线—圆环型。

高空侦察系统

光学纤维象转换器可以作为高空侦察系统的扫描装置，并且可以把任意大小的图象变成理想的扫描轨迹（如圆环或直线等）。再利用光电系统来接收转换器输出的光信号，并转变成电讯号再发射出去。图13-87为光学纤维高空侦察系统原理图。上方为发射装置，下方为接收装置。

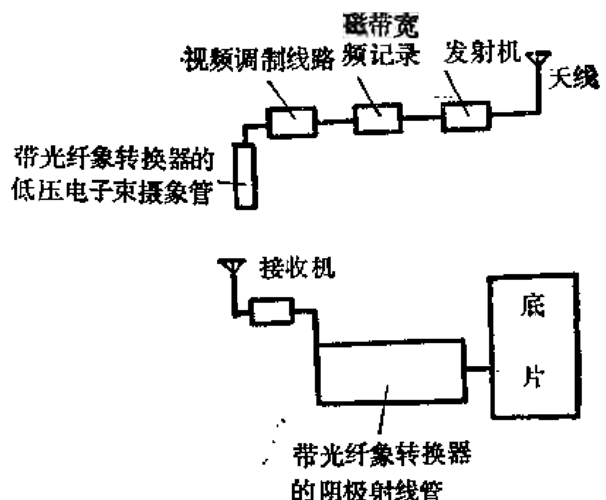


图13-87　光学纤维高空侦察系统原理

星光摄谱

因为天体的光强很弱，用摄谱仪研究天体时困难较大。采用光学纤维象转换器的星光摄谱仪的结构如图13-88所示。入射端为圆形，出射端为线性，其形状大小与摄谱仪的入射狭缝一致。因为光学纤维象转换器两端的总面积一样，所以星光可以充分地被利用。如果采用锥形光学纤维，大端用来接收星光，小端送到

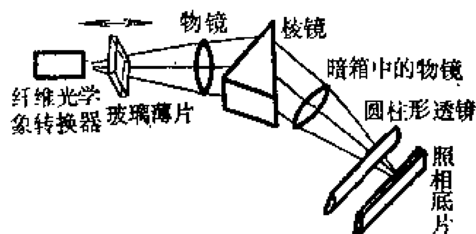


图 13-88 光学纤维尾光摄谱仪

入射狭缝，狭缝接收的光强将会更大。

五、光学纤维传感器[13]

光学纤维传感器是 1977 年提出的一种新型检测仪器。它是利用光学纤维在欲测媒质中的偏振状态、相位特性、干涉特性、光强的变化来检测有关物理量的仪器。到 1982 年底为止，已报导的各类光纤传感器已有 60 多种。按光纤作用分，光纤传感器可分为功能性光纤传感器（光纤本身既是传输介质又是传感器）和非功能性光纤传感器（光纤仅是传输介质，传感器要采用别的元件）两类；按光纤种类分有单模光纤传感器和多模光纤传感器两类；按传感器的变化特性分有光纤位相传感器和光纤振幅传感器两类。重要的光纤传感器有：

光纤声传感器

又叫光纤水听器，主要是利用声波对光束的位相调制或振幅调制来达到探测的目的。前者称为光纤干涉声传感器，后者称为光纤无干涉声传感器。

光纤干涉声传感器是利用声波在液体中传输产生的声压而使放在声场中光学纤维的长度发生变化、芯直径发生变化（弹性形变）和折射率发生变化（光弹变化）来探测声波的测量仪器。由于光学纤维在声压下发生这些变化，就使在光学纤维中传输光束的位相也发生了变化。这个位相变化，可以采用马赫——曾特尔干涉仪来检测。光纤干涉声传感器的结构如图 13-89所示。声压改变 ΔP 引起的位相变化 $\Delta\phi$ 是

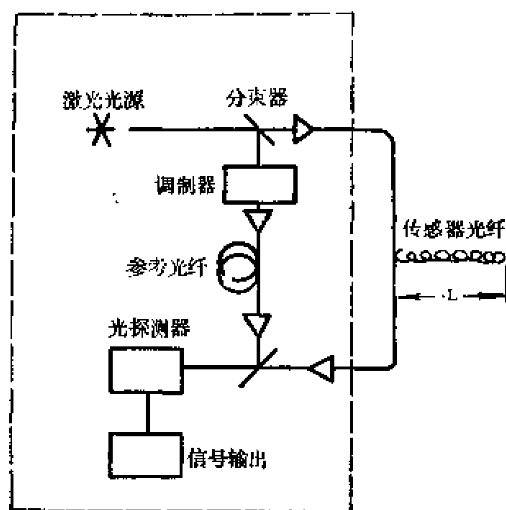


图 13-89 光纤干涉声传感器结构示意图

$$\frac{\Delta\phi}{\phi}=\varepsilon_z-\frac{n^2}{2}[(P_{11}+P_{12})\varepsilon_r+P_{12}\varepsilon_z] \tag{13-102}$$

其中，ε_z 和 ε_r 分别是光纤芯的轴向应变和径向应变，P_{11} 和 P_{12} 是芯的光弹系数。

光纤非干涉声传感器有微弯曲光纤传感器和非涅耳全反射光纤声传感器。前者由于声压作用，使光学纤维在微弯曲处有一定数量的传导模耦合到辐射模，使损耗增加。通过光电探测器测量出光信号的变化，从而反推出声场情况；后者在声场作用下，光纤二倾斜端面间的间隙发生了变化，从而使光纤间的耦合功率发生变化，通过光强度的调制就可以反推出声场情况。

光纤磁传感器

光纤磁传感器的基本原理是测量由于磁致伸缩材料套管对光学纤维产生的纵向应变，引起的位相变化可用马赫-曾特尔光纤干涉仪来测量。磁致伸缩材料可采用镍管、涂敷镍薄膜或由磁致伸缩材料作成的金属玻璃。

另外，利用费尔德常数很大的顺磁材料或逆磁材料作成光学纤维芯，这种光学纤维在磁

场中可以产生法拉弟旋转，因而可以探测微弱磁场。

光纤陀螺仪[71]

陀螺仪是一个重要仪器。光纤陀螺仪的设想早在1968年就有人提出，1975年首先制作了实验用的光纤陀螺仪。1980年，在美国召开了第一届光纤陀螺仪讨论会。据估计，本世纪九十年代可投入使用。

已经证明，沿旋转方向传输的光束，其光程将延长；和旋转方向相反传输的光束，其光程将缩短，二光束相遇后，就产生了位相差，并用马赫-曾特尔干涉仪来进行测量。位相差是

$$2\phi=\frac{4\pi s\Omega}{\lambda c}$$

这里，s 为光学纤维线圈的面积，Ω 为旋转角速度，λ 和 c 分别为光的波长和速度。测出位相差 ϕ，就可以求出旋转角速度，知道了 $d\Omega/dt$，就能知道物体的位置。因此，要提高测量精度，就必须增大 s、减小 λ，使 ϕ 增大。

光纤温度传感器[72]

当温度改变 ΔT 时，在光纤中传输的光束出现相移 $\Delta\phi$，相移 $\Delta\phi$ 可以利用光纤干涉仪直接测量。相移是

$$\frac{\Delta\phi}{\Delta T}=\frac{2\pi L}{\lambda}\left(\frac{ndL}{Ldt}+\frac{dn}{dt}\right) \tag{13-103}$$

对熔融硅光学纤维而言，折射率变化是主要的；对多组分玻璃光学纤维，热膨胀和折射率对温度的依赖关系都很大。

光纤网格传感器

这是一种使用了自聚焦透镜的振幅传感器，其结构如图13-90所示。一组可运动的光学线性网格安装在可随声波的激发而运动的振动膜片上。网格在和线性网格垂直方向上作相对运动以调制传输的光束。如果网格随声波发生位移，调制指数是

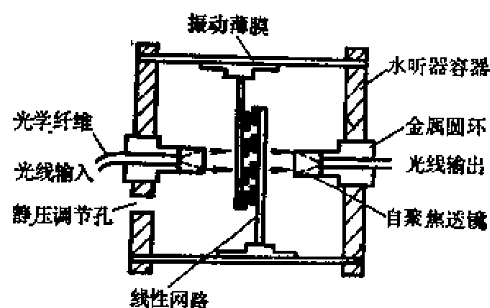


图 13-90　网格传感器示意图

$$Q=\frac{2}{\rho c\omega\Gamma} \tag{13-104}$$

这里，ρc 是介质的声阻，ω 是声音的角频率，Γ 是网格周期。

光纤辐射传感器

由于核辐射可以在光纤中产生荧光效应和着色中心。根据荧光大小，着色中心引起光纤变黑、吸收损耗增大的程度来检测辐射线的强度。光纤辐射传感器主要有两种，即光纤切伦柯夫传感器和光纤辐射剂量计。

此外，还有加速度计、速度计、偏振计、流量计等光纤传感器。

和一般的传感器比较，光纤传感器有如下优点：

①灵敏度高，例如，光纤声传感器在探测阈方面比压电式的陶瓷聚合物传感器的灵敏度高一个数量级；

②几何适应性强，可在任何弯曲狭窄通道环境中使用；

③由于光纤的介电结构，可以在高压、电磁干扰环境、高温、强腐蚀、强辐射和其它传

感器难以或无法使用的环境下使用；

④可以和遥测技术相结合，实现远距离探测；

⑤结构简单、体积小、使用方便、价格便宜。

因此，可以认为，光学纤维传感器是光学纤维应用的一个重要发展方向，今后将有更大发展。随着光纤传感器的广泛应用，将会引起探测技术发生重大变革。

六、变折射率透镜的应用

变折射率透镜可以作得很小，其光学特性是棒长的周期函数，而且消象差性能好。因此，在光学仪器特别是微型光学仪器中有重要的应用。

（一）利用低色差变折射率棒透镜的医用内窥镜[73]。

其结构如图 13-91 所示。这里的传象束采用低色差的变折射率棒透镜，长度为5～20厘米

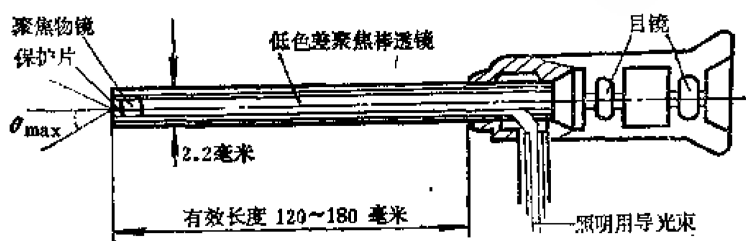


图 13-91　医用内窥镜结构示意图

以上，外径 2.2 毫米。由于变折射率棒透镜的分辨率很高，因而象质清晰。这种内窥镜可用于腹内探测、关节检查。

（二）变折射率微透镜板。[74,75]

将变折射率微透镜作成网格板，可用于复印机、高速摄影，性能良好。日本板玻璃公司所生产的网格板的性能见表 13-18。

七　光纤通信

使用光学纤维传输介质的激光通信有如下优点：

①通信容量大；

②省金属。用一公斤超纯玻璃可拉制单模光纤几万公里，多模光纤一百多公里。而 100 公里长的 1800 路同轴电缆，需要铜 12 吨、铅 50 吨；

③保密性好，不受电磁干扰，抗腐蚀，不怕潮。

因此，光纤通信近几年发展很快。图 13-92 为光纤通信系统示意图。从图可知，它主要



图 13-92　光纤通信系统示意图

由光源、探测器、光学纤维、耦合器、连接器和处理电信号的线路组成。光源可选用砷化镓或砷化铝发光二极管和半导体激光器（0.8—0.9 微米）；掺钕钇铝石榴石激光器（1～1.1 微米）；砷镓铟半导体激光器（0.87—1.7微米）。探测器要求光灵敏度高、响应快、噪声低。

表 13-18　折射率棒透镜板的标准尺寸和特性

	型　号	尺寸 规格长(毫米)	尺寸 板长(毫米)	尺寸 板宽(毫米)	尺寸 板高(毫米)	尺寸 透镜直径(毫米)	尺寸 物像距(毫米)	光学性能 孔径角	光学性能 列数	光学性能 n_0	成像特性 分辨率MTF(线对/毫米) 2线对/毫米 平均	成像特性 分辨率MTF(线对/毫米) 2线对/毫米 最小	成像特性 分辨率MTF(线对/毫米) 6.4线对/毫米 平均	成像特性 分辨率MTF(线对/毫米) 6.4线对/毫米 最小	成像特性 象深(毫米)	成像特性 等价下降 面扫描	成像特性 等价下降 线扫描	成像特性 光量变化⊿E% 面扫描	成像特性 光量变化⊿E% 线扫描
A_1	0620640620	620	650	4.8	29.3±1.3	1.07	64	6	2	1.538	80	75	45	25	±1	4.9	3.7	3	7
	0620700620	620	650	4.8	28.6±1.3	1.07	70	6	2	1.538	77.5	72.5	40	20	±1	5.3	4.0	2	5
	0620740620	620	650	4.8	28.2±1.3	1.07	74	6	2	1.538	75	70	35	15	±1	5.5	4.2	1.6	4.1
A_2	0620640467	436	466	4.8	29.3±1.3	1.07	64	6	2	1.538	80	75	45	25	±1	4.9	3.7	3	7
	0620700467	436	466	4.8	28.6±1.3	1.07	70	6	2	1.538	77.5	72.5	40	20	±1	5.3	4.0	2	5
	0620740467	436	466	4.8	28.2±1.3	1.07	74	6	2	1.538	75	70	35	15	±1	5.5	4.2	1.6	4.1
A_3	0620640306	306	326	4.8	29.3±1.3	1.07	64	6	2	1.538	80	75	45	25	±1	4.9	3.7	3	7
	0620700306	306	326	4.8	28.6±1.3	1.07	70	6	2	1.538	77.5	72.5	40	20	±1	5.3	4.0	2	5
	0620740306	306	326	4.8	28.2±1.3	1.07	74	6	2	1.538	75	70	35	15	±1	5.5	4.2	1.6	4.1
A_4	0620640220	220	240	4.8	29.3±1.3	1.07	64	6	2	1.538	80	75	45	25	±1	4.9	3.7	3	7
	0620700220	220	240	4.8	28.6±1.3	1.07	70	6	2	1.538	77.5	72.5	40	20	±1	5.3	4.0	2	5
	0620740220	220	240	4.8	28.2±1.3	1.07	74	6	2	1.538	75	70	35	15	±1	5.5	4.2	1.6	4.1
B_3	0620640370	380	400	4.8	29.3±1.3	1.07	64	6	2	1.538	80	75	45	25	±1	4.9	3.7	3	7
	0620700370	380	400	4.8	28.6±1.3	1.07	70	6	2	1.538	77.5	72.5	40	20	±1	5.3	4.0	2	5
	0620740370	380	400	4.8	28.2±1.3	1.07	74	6	2	1.538	75	70	35	15	±1	5.5	4.2	1.6	4.1
[illegible]	0620640226	266	286	4.8	29.3±1.3	1.07	64	6	2	1.538	80	75	45	25	±1	4.9	3.7	3	7
	0620700226	266	266	4.8	28.6±1.3	1.07	70	6	2	1.538	77.5	72.5	40	20	±1	5.3	4.0	2	5
	0620740226	266	286	4.8	28.2±1.3	1.07	74	6	2	1.538	75	70	35	15	±1	5.5	4.2	1.6	4.1

常用的探测器有硅锗光电二极管（0.75—0.9微米）、PIN光电二极管和APD雪崩二极管。

八、其它应用

密码传象。

光学纤维传象元件要求它的两端面上的光学纤维必须是相关排列、一一对应的，而中间部分可以是杂乱的。如果把它从中间切成两段，则只有将这两端（光纤在切口处的位置不变）在切口处对合起来才能传递图象。因此，如果利用一段来发射图象，则这个图象将是混乱的。只有利用第二段接收图象，才能获得原来的图象。这种密码传象的保密性很好，在国防上有重要应用。

光学纤维照明器

这是应用很广泛的一种用途。就是用光学纤维导光的特性作成照明光源，就可以把光源送到任何复杂通道或内腔中去，使用十分方便。

光学纤维信号显示

将光学纤维输出端作成不同形状，就构成了光学纤维信号显示器，如图13-93所示。显

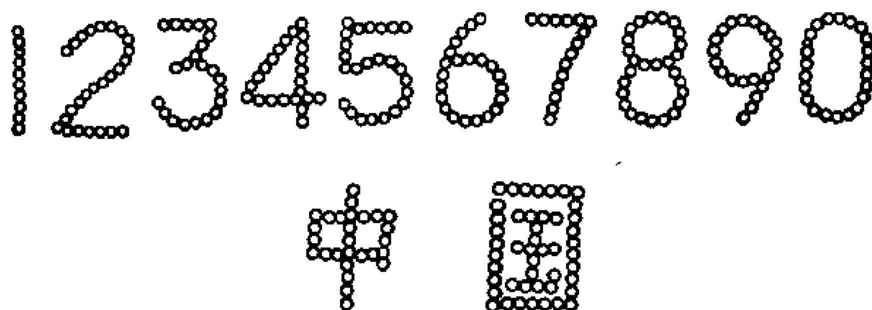


图13 93 光学纤维数字显示

示的信号可以是数字、符号，也可以是图形。这种信号显示有如下优点：

①节省灯具，耗电量小；

②信号显示稳定、准确、明显；

③视野可宽可窄。

参考文献

[1] Kapany, N. S., Fiber optics, Academic, New Yark (1976).

[2] Van Heel, A. C. S., *De Ingenieur*, 65, 23 (1953).

[3] 大越孝敬，光学纤维基础，人民邮电出版社（1980）.

[4] Kapron, F. P., et. al, *Appl. Phys*, 17, 423 (1970)

[5] Giallorenzi, T. G, et. al, *IEEE Jour, of Quant, electron*, QE-18, 626 (1982).

[6] 小山内裕，电子通信学会志，63，385（1980）

[7] Horiguohi, M., *Electron. Lett*, 12, 310 (1976).

[8] Miya, T., Terunuma, Y., Hosaka, T., and Miyashita, T., Electron. Lett, 15, 106 (1979).

[9] Unger, H. G., Planar Optical Waveguides and Fibers, Clarendon press, oxford (1977).

[10] Wolf, H. F., Handbook of fiber optics-Theory and Applications, Garland Stpm press, New York, London (1979).

[11] 《纤维光学》编写组，纤维光学，国防工业出版社 (1974).

[12] Allan, W. B., Fiber optics Theory and practice, plenum publishing Co. (1973).

[13] Driscoll, W. G., Vaughan, W., Handbook of optics, Mc Graw-Hill Book Company, New York (1978).

[14] Born, M., and Wolf, E., Principles of Optics, 3rd edition, Pergamon press, New York (1964).

[15] Kapany, N. S., and Burke, J.J., Optical waveguides, Academic, New York (1972).

[16] Gloge, D., *Appl.* Opt, 10, 2252 (1971).

[17] Adams, M. J., An Introduction to optical waveguides, Chichester, New York (1981).

[18] Marcuse, D., Light Transmission optics, Van nostrand Reinhold, Company, New York (1982).

[19] Marcuse, D., Theory of dielectric optical Waveguides, Academic press, New York, London (1974).

[20] 叶培大，吴彝尊，光波导技术基本理论，人民邮电出版社 (1981).

[21] Clarricoats, P. J. B., Progess in optics, XIV, 329 (1976).

[22] 西沢紘一, *The Review of laser Engineering*, 8, 1748 (1980).

[23] Kita, H., Kitamo, I., Uchida, J., *J. Am. Ceram. Soc*, 54, 321 (1971).

[24] Nishizawa, K., *Appl. Opt*, 19, 1052 (1980).

[25] 刘德森，聚焦透镜棒的色差分析，物理学报，31, 226 (1982).

[26] Marchand, E. W., Gradient index optics, Academic press, New Yovk, San Francisco, London (1978).

[27] Mikaelian, A.L., Prokhoron, A. M., Progress in optics XVll, 1281 (1980).

[28] Doric, S., and Munro, E., *Appl. Opt*, 22, 443 (1983).

[29] Marchand, E. W., *J. O. S. A*, 66, 1326 (1976).

[30] Sands, P. T., *J. O. S. A*, 60, 1436 (1970).

[31] Sands, P. T., *J. O. S. A*. 61, 777 (1971).

[32] Sands, P. T., *J. O. S. A*, 61, 879 (1971).

[33] Sands, P. T., *J. O. S. A*, 61, 1086 (1971).

[34] Sands, P. T., *J. O. S. A*, 61, 1495 (1971).

[35] Sands, P. T., *J. O. S. A*, 63, 1210 (1973).

[36] Kapron, F. P., *J. O. S. A*, 60, 1433 (1976).

[37] Moore, D. T., *J. O. S. A*, 61, 886 (1971).

[38] Moore, D. T., *J. O. S. A*, 67, 1137 (1977).

[39] Moore, D. T., *J. O. S. A*, 67, 1143 (1977).

[40] Midwinter, J. E., Optical Fibers for Transmission, John wiley and Sons, New York (1979).

[41] GHatak, A., Thyagarajan, K., Progress in optics, XVIII, 1 (1980).

[42] Gloge, D., Marcatili, E. A. J., *B. S. T. J*, 52, 1563 (1973).

[43] Marcuse, D., *B. S. T. J*, 52, 1169 (1973).

[44] Maurer, R. D., *Proc. IEEE*, *61*, 452 (1973) .

[45] 稻垣伸夫，川各明夫，髷子材料，18, 40 (1979) .

[46] Bendow, B., Mitra, S. S., Fiber optics advances in research and development, plenum press, New York, London (1979) .

[47] Sodha, M. S., and Ghatak, A. K., Inhomogeneous optical Waveguides, Plenum press, New York (1977) .

[48] Bridges, T. J., Hasiak, J. S., and Struad, A. R., *Optics*, 5, 85 (1980) .

[49] Pinnow, D. A., et, al, *Appl. phys. Lett*, 33, 28 (1978) .

[50] Oikawa, S., et, al, *Electron. Lett*, 15, 829 (1979) .

[51] 松山谦太郎，日本的科学与技术，3, 15 (1983) .

[52] Schultz, P. C., *Appl. Opt*, 18, 3684 (1979) .

[53] Bishnu, P. pal., *Fiber and Integrated optics*, 2, 195 (1979) .

[54] Kita, H., and Uchida, T., *Optical Spectra*, 4, 80 (1970) .

[55] Moore, D. T., *Appl. Opt*, 19, 1035 (1980) .

[56] Olson, D. R., Dieselman, H. D., and Schroeder, J. B., *Appl.* Opt, 10, 81 (1971).

[57] Ohtsuka, Y., Koike, Y., and Yamazaki, H., *Appl. opt*, 20, 280 (1981) .

[58] Koike, Y., and Ohtsuka, Y., *Appl. Opt*, 22, 418 (1983) .

[59] Koike, Y., Kimoto, Y., Ohtsuka, Y., *Appl. Opt*, 22, 418 (1983) .

[60] Ohtsuka, Y., *Appl. Phys, Lett*, 23, 247 (1973) .

[61] Ohtsuka, Y., Senga, T., Yasuda, H., *Appl. Phys, Lett*, 11, 659 (1974) .

[62] Ohtsuka, Y., Terao, Y., *J. Appl. polym.* Sci, 26, 2907 (1981) .

[63] Ohtsuka, Y., Sugano, T., Terao, Y., *Appl. Opt*, 20, 2319 (1981) .

[64] Reeve, M.H., and Midwinter, optical Fibev Communication, IEE conf, publ, London (1975) .

[65] Presbycud, H. M., Marcuse, D., *Appl. Opt*, 13, 2882 (1974) .

[66] Chu, P. L., *Electron, Lett*, 13, 736 (1977) .

[67] Gregorka, L., and Moore, D. T., *Appl. Opt*, 17, 1096 (1980) .

[68] Ikeda, M., and Yoshikiyo, H., *Appl. Opt*, 14, 814 (1975) .

[69] Eickhoff, W., Weidel, E., *Opt. Quant, Electron*, 7, 103 (1975) .

[70] Giallorenzi, T. G., et. al, *IEEE, Jour. of Quant, eelectron*, QE-18, 626 (1982) .

[71] Zekiel, S. E., and Arditty, H. T., Fiber-optic Rotation Sensors and Related Technologies, springs Verlay Berlin Heidelberg, New York (1982) .

[72] Kyuma, S., Tai, S., and Sawada, T., *IEEE, Jour. of Quant. Electron*, QE-18, 676 (1982) .

[73] 西沢紘一，レーザ研究，8, 13 (1980) .

[74] Yamayishi, T., Fujii, k., and kitano, I., *Appl. Opt*, 22, 400 (1983) .

[75] Marohand, E. W., *Appl.* Opt, 21, 983 (1982) .

[76] Kitano, I., Koizumi, K., Matsumura, H., Uchida, T., and Furukawa, M., *Japan. J. Appl. Phys*, (Supplemenet) 39, 63 (1970) .

[77] Kita, H., Kitano, I., Uchida, T., and Furukawa, M., *J. Am. Ceram. Soc*, 54, 321 (1971) .

第十四章　集成光学

第一节　引　　言

集成光学出现于本世纪六十年代末期（1969 年），它是在集成电子学和激光技术的基础上发展起来的一门边缘学科，也是光电子学的一个新兴分支。集成光学出现的时间虽不长，但发展迅速，已显示出了它在通信和光信息处理方面的巨大优越性。

激光技术的出现使相干电磁波扩展到了可见光波段，集成光学是研究集成光路理论及其制造的一门学科，其原理是以光频传输电磁波能量，把光波限制在微米量级厚度的薄膜内，在薄膜内激发、传输、控制和探测光波。因此，集成光学又可称为“薄膜光电子学”。

利用集成光学技术可将光波能够通过的透明薄膜组合在一起，加工成适当的结构和形状，制得能对光波实施各种功能的多种分立光学器件。薄膜器件的尺寸小，并具有平面构形。这些特点促进了集成光学迅速发展。目前在实验室中已研制低损耗光学纤维、传输回路、透镜、反射镜、耦合器、分束器、衰减器、调制器、谐振器、偏转器、滤光器、激光器、放大器、谐波发生器和傅里叶变换元件等，但由上述器件所构成的能完成复杂功能的集成光路，尚进展不大。

总之，集成光学的研究内容大致可分为导波光学与集成光路两大类。导波光学主要研究介质薄膜中相干光引导波的产生、调制、耦合、传播、损耗、放大、探测和参量相互作用等物理现象，以及与此类现象有关的薄膜光波导器件，故导波光学又称“薄膜光波物理”。集成光路则主要研究由许多薄膜器件集成在同一材料衬底上以实现某种特定功能的集成化微型光学系统和网络。

开辟集成光学这一崭新领域的基本设想是：利用光在平板介质波导中的传播性质，实现光学器件的平面化和光学系统的集成化。具体地说，就是把激光器、调制器、探测器等有源器件集成在同一衬底下，并通过波导、耦合器等无源器件连结起来，构成一个完整的微型光学系统。从集成光学与集成电子学在通信、计算机技术等方面的应用对比中可以看出集成光路的实现会给电子学领域带来新的手段，会给光学装置开辟新的途径，并会对其他学科产生深远的影响。集成光学在实现从纯电子技术过渡到需要光学器件在光频波段工作的这种未来技术的过程中将起重大作用。

集成光学这门新学科，从概念的产生到如今只不过十多年，1970 年以前着重研究了波导理论和制备了低损耗薄膜，1971 年 3 月召开的第一届“薄膜光波导”国际会议为集成光学的发展奠定了基础，1972 年的会议上集中讨论了薄膜波导。从 1970 至1973 年期间，研究了大量分立薄膜光学器件，其中包括薄膜棱镜、透镜、偏振器等无源器件和薄膜激光器、开关、调制器等有源器件，1974 年会议的讨论中心是薄膜调制器，1976 年会议突出讨论了薄膜激光器、耦合技术和应用等方面的问题，但对集成光路涉及甚少。目前，国外正大力研制

在同一芯片上的集成化器件，如激光器/波导、调制器/波导、探测器/波导、波导/波导等，主要工作是设法把分立器件集成在同一衬底上，以完成一些特定的功能。

我国开展集成光学的研究仅有10年的历史。为了在尽可能短的时间内赶上世界发展的步伐，必须从现在起，狠抓以下四个方面的工作：结合通信和处理，改进和提高集成化器件的质量；对集成光路的制作工艺进行深入的研究和探索；提高现有原材料的性能与寻求新功能材料；对高速光脉冲的产生和探测进行深入研究。

集成光学给现代电子学开辟了新的领域。它并不和现有的微电子学直接竞争，而只是对它作补充。由于其不受电干扰和信号干扰的影响，集成光路在军事应用方面有其独特的优点。集成光学为光的科学开辟了新的篇章。

第二节　介质波导理论

由于光波在波导界面上发生全反射，所以可利用光波导限制和传导光波。集成光路中介质波导大体上可分为平面波导和条形波导两类。平面波导中，横向折射率分布呈阶梯状的称为平板波导，横向折射率分布呈渐变状的称为渐变折射率波导。平板波导是集成光路中结构最简单的最常用的波导。

平板波导的结构如图14-1所示，它由夹在低折射率的衬底和覆盖层之间的高折射率的薄膜构成。n_f、n_s、n_c分别为薄膜、衬底和覆盖层的折射率，$n_f>n_s\geqslant n_c$。如果覆盖层为空气，则$n_c\approx1$。薄膜和衬底的折射率的差值一般在10^{-3}到10^{-1}范围之内，膜厚一般为数微米（与波长相比拟）。由于光在薄膜的上、下两界面上发生全反射，使光被限制在膜层内沿Z字形路径传播。当光波在平板波导中沿z方向传播时，它只在x方向受到限制，而在y方向不受限制。当光波在条形波导中沿z方向传播时，它在x和y两个方向上均受限制。

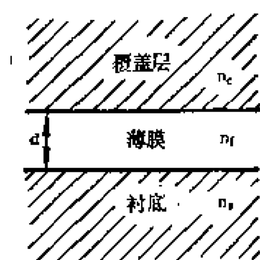


图14-1　平板波导的横截面

深入研究平板波导有助于了解结构较为复杂的各种光波导的传播特性。我们始终假定导波是相干单色光，并且光波导由无损耗的各向同性介质构成。

一、平板波导的几何光学模型

讨论光在波导中传播的几何光学模型，也即讨论波导的导波原理。

（一）平板波导的模式

平板波导有辐射模、衬底模和导模等三种模式，这三种几何光学模型示于图14-2。当$n_c=n_s$时，平板波导称为对称型，反之称为非对称型。对称型是非对称型的特殊情形，所以只要研究非对称型平板波导的结构，即可了解一般情形。

对于非对称型，$n_f>n_s>n_c$，光线在下界面的全反射临界角$\theta_s=\arcsin(n_s/n_f)$，光线在上界面的全反射临界角$\theta_c=\arcsin(n_c/n_f)$。当薄膜中光线与界面法线（x轴）的夹角$\theta$由零增至$\pi/2$时，将出现三种不同的情况：

① 当$0<\theta<\theta_c<\theta_s$时，从衬底一侧入射的光按折射定律折射入膜层后，又通过上界面折射到覆盖层中，穿过覆盖层逸出波导；或由覆盖层一侧入射的光折射入膜层后，又通过下界

面折射到衬底中，穿过衬底逸出波导。如图14-2 (*a*)所示。光波基本上并未受到什么限制，与其对应的电磁波称为“辐射模”。这种模是由分别从衬底和覆盖层入射的两个平面波迭加而成的，它在薄膜、衬底和覆盖层中均形成沿 x 方向的驻波。

② 当$\theta_c<\theta<\theta_s$时，自衬底入射的光在下界面上被折射入膜内，而在上界面上全反射，然后又在下界面上折射回衬底，并最终穿过衬底逸出波导。如图14-2 (*b*)所示。光波在这种情况下也未受到什么限制，与其对应的电磁波称为“衬底辐射模”，简称“衬底模”。这种模在薄膜和衬底中形成沿 x 方向的驻波，而在覆盖层中形成场振幅沿 x 轴反方向呈指数衰减的倏逝场。

③ 当$\theta_c<\theta_s<\theta$时，射入薄膜的光在膜层上、下界面上都发生全反射，而沿Z字形路径在膜内传播。如图14-2 (c) 所示。光波能量基本上限制在薄膜内沿 z 方向传播，与其对应的电磁波称为“导模”。导模在膜内形成沿 x 方向的驻波，而在覆盖层和衬底内形成场振幅沿 x 轴正、反向呈指数衰减的倏逝场。导模是实际在光波导中传播的光波，是讨论的重点，但为了研究光波导损耗和某些光波导器件（如棱镜—波导耦合器等），也有必要讨论辐射模与衬底模。

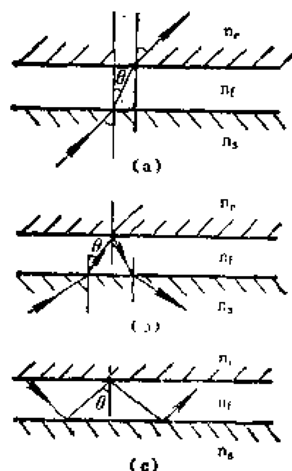


图14-2　平板波导模式的几何光学模型
(*a*) 辐射模　(*b*) 衬底模　(c) 导模

（二）平板波导的导模

平板波导的侧视图与坐标系如图14-3所示。

设光在波导中沿 z 方向传播，而在横向 x 方向上受到了限制，垂直于 xoz 平面的 y 方向上波导结构和光都是均匀一致的。此时，导波光传播的物理图象就是：光按Z字形方式通过薄膜传输，以波矢量 kn_f 沿波法线方向行进。k 的绝对值

$$k=2\pi/\lambda=\omega/c \qquad (14\text{-}1)$$

式中　λ——自由空间的波长；
　　　c——真空中的光速；
　　　ω——单色相干波的角频率。

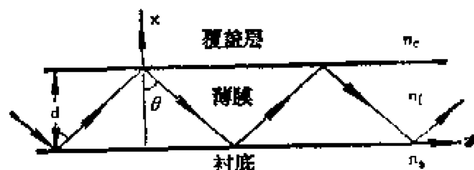


图14-3　平板波导的侧视图

传播常数

$$\beta=\omega/v_p=k\,n_f\sin\theta \qquad (14\text{-}2)$$

式中　v_p——相速度。

由上式可知，β 乃波矢 kn_f 在 z 方向上的分量。

须注意的是，Z字形光线与界面法线的夹角 θ 只能取有限个能导致“导模”图象的分立值（有时一个也没有）。光波在膜层上、下界面之间往返一次的总相移必须为 2π 的整数倍，才能使光波维持在薄膜内传播。因此，平板波导的导模维持条件（也称“横向共振条件”），即平板波导的模方程为：

$$2kn_fd\cos\theta_\nu-2\phi_s-2\phi_c=2\nu\pi \qquad (14\text{-}3)$$

式中　$kn_f\cos\theta_\nu$——单次横穿薄膜的相移；
　　　$-2\phi_s$——下界面上全反射的相移；
　　　$-2\phi_c$——上界面上全反射的相移；

ν ——标志模数的模阶数（取从零开始的有限个正整数）；

θ_ν——ν 阶导模的模角。

由于 ν 只能取有限个正整数，所以平板波导所能维持的导模数量是有限的。上述方程实质上是一个波导色散方程。

为简便起见，把波导的有效折射率(模折射率)定义为

$$N_\nu = \beta_\nu / k = n_f \sin\theta_\nu \tag{14-4}$$

由于导模的传播常数 β 介于衬底和薄膜的平面波传播常数之间，即 $kn_s<\beta<kn_f$，所以 N_ν 的取值范围为 $n_f>N_\nu>n_s$。

利用有效折射率，可将平板波导的模方程改写成如下形式[1]

对于 TE 模（TE 偏振——电场垂直于波阵面法线和分界面法线构成的入射面的偏振态）

$$(n_f^2 - N_\nu^2)^{1/2} kd = \nu\pi + \operatorname{arc\,tg}\left(\frac{N_\nu^2 - n_s^2}{n_f^2 - N_\nu^2}\right)^{1/2} + \operatorname{arc\,tg}\left(\frac{N_\nu^2 - n_c^2}{n_f^2 - N_\nu^2}\right)^{1/2} \tag{14-5}$$

对于 TM 模（TM 偏振——磁场垂直于入射面的偏振态）

$$(n_f^2 - N_\nu^2)^{1/2} kd = \nu\pi + \operatorname{arc\,tg}\left[\left(\frac{n_f}{n_s}\right)^2\left(\frac{N_\nu^2 - n_s^2}{n_f^2 - N_\nu^2}\right)^{1/2}\right] + \operatorname{arc\,tg}\left[\left(\frac{n_f}{n_c}\right)^2\left(\frac{N_\nu^2 - n_c^2}{n_f^2 - N_\nu^2}\right)^{1/2}\right] \tag{14-6}$$

可用这些不同形式的平板波导模方程研究平板波导的各种性质。

对于平板波导的基模（$\nu=0$），模方程变为

$$n_f\, kd \cos\theta = \phi_s + \phi_c \tag{14-7}$$

对于对称波导　$\phi_s = \phi_c$，则模方程为　　$n_f\, kd\cos\theta = 2\phi_c$　　(14-8)

对称和非对称平板波导基模的模方程图解[2]如图 14-4 所示，可按此进一步了解平板波导的传播特性。图 14-4 中点线表示 $n_f kd\cos\theta$ 与 θ 的关系曲线，实线是对称平板波导的 $2\phi_c$ 与 θ 的关系曲线，虚线是非对称平板波导的 $\phi_s+\phi_c$ 与 θ 的关系曲线。所以，实线和点线的交点给出了对称波导基模 Z 字形路径的 θ 值，θ 随 h/λ ($h=kd\cos\theta$) 变小而变小，θ 越小 Z 字形就越尖锐。无论 kd 怎样小（即薄膜厚度或频率取得多么小），模方程也总存在一个解。这意味着，对称波导的基模没有截止厚度和截止频率。无疑，波导取得越厚，就能承载越多的导模。虚线和点线的交点给出了非对称波导基模方程的解。然而在 $\phi_s+\phi_c$ 与 θ 的关系曲线中，只有对应于阴影部分的 θ 才大于薄膜下界面的临界角 θ_s。因此，仅当 d 大到一定程度时，点线与阴影部分的虚线相交，才能给出模方程的解。这就意味着，非对称平板波导的基模存在着截止条件，并不总能承载波导。

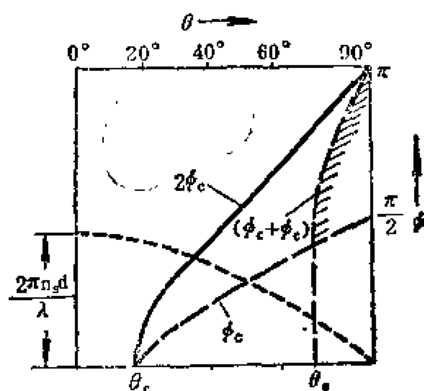


图14-4　对称和非对称平板波导基模的模方程图解法示意图

图 14-5 示出了平板波导的色散特性曲线（β 对 ω 的典型关系曲线），图中仅画出了三个最低阶模（$\nu=0$, 1, 2）的曲线，标出了截止频率。在截止频率处，传播常数 β 取下限值 $n_s k$，当 ω 增大时，β 逐渐趋于上限值 $n_f k$，存在的导模数也越来越多。图上除了导模的分立谱外，尚画出了辐射模的连续谱。

为得到非对称平板波导的更精确的 $\beta-\omega$ 曲线图，必须对模方程作出数值计算。引入两个由波导参量组合而成的归一化参量可使这种计算结果具有通用性。定义如下[3]：

归一化厚度

$$V = kd(n_f^2 - n_s^2)^{1/2} \quad (14\text{-}9)$$

归一化传播常数

$$N_b = (N^2 - n_s^2)/(n_f^2 - n_s^2) \quad (14\text{-}10)$$

式中 有效折射率 $N = \beta/k$

在截止区 $N_b = 0$，远离截止区时 N_b 趋于 1。对于微小折射率差 $(n_f - n_s)$

$$N \approx n_s + N_b(n_f - n_s) \quad (14\text{-}11)$$

引入一个量度波导结构非对称性的参量 a，其定义为

$$a_E = (n_s^2 - n_c^2)/(n_f^2 - n_s^2) \quad (14\text{-}12)$$

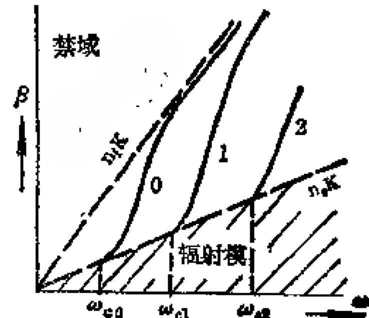


图14-5 平板波导的典型 β-ω 曲线（ω_{C_0}，ω_{C_1}，ω_{c_2}—ν 为 0，1，2的三个导模的截止频率）

量度平板波导的 TE 模、TM 模的非对称性参量 a_E，a_M 示于表 14-1[4]。当波导结构完全对称 $(n_s = n_c)$ 时，$a = 0$；极度不对称 $(n_s \neq n_c,\ n_s \approx n_f)$ 时，a 趋于无穷大。

表 14-1 非对称性参量 a_E，a_M

波导	n_s	n_f	n_c	a_E	a_M
双异质结 Ga Al As	3.53	3.60	3.55	0	0
溅射玻璃	1.52	1.62	1	3.9	27.1
扩散 Ti 的 $LiNbO_3$	2.21	2.23	1	43.9	1093.0
外扩散的 $LiNbO_3$	2.21	2.22	1	881.0	21206.0

对于 TE 模，第 ν 阶模的截止频率

$$V_\nu = V_0 + \nu\pi \quad (14\text{-}13)$$

式中 基模截止频率 $V_0 = \mathrm{arc\,tg}\sqrt{a}$

波导中允许存在的导模数目的近似公式：

$$\nu = \frac{2d}{\lambda}\sqrt{n_f^2 - n_s^2} \quad (14\text{-}14)$$

ν 为 0，1，2 的三个 TE 导模的 $N_b - V$ 归一化曲线示于图 14-6。对于 TM 模，得到的截止条件形式上与 TE 模相同，归一化曲线也十分相似。事实上，若折射率差 $(n_f - n_s)$ 很小，则可将图 14-6 直接用于 TM 模，但应以不同方式定义非对称性量，即令

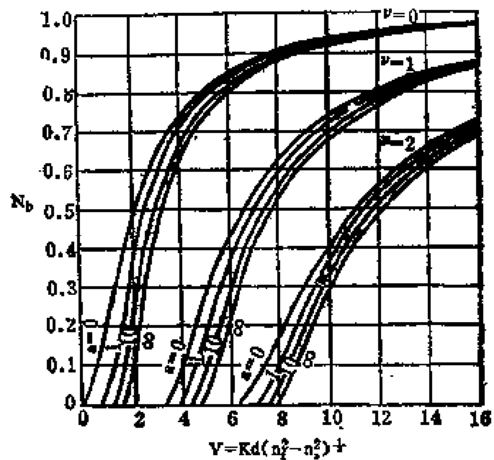


图14-6 平板波导 TE 导模的归一化曲线图

$$a_M = \frac{n_f^4}{n_c^4}\cdot\frac{n_s^2 - n_c^2}{n_f^2 - n_s^2} \quad (14\text{-}15)$$

（三）古斯-亨兴位移[5,6]

光波在介质分面界上全反射时出现古斯-亨兴位移，即反射光线相对入射光线发生纵向位移和相应的时间延迟，如图 14-7 所示。

由图 14-7 可知，反射光线的纵向位移为 $2z_s$。

对于 TE 模

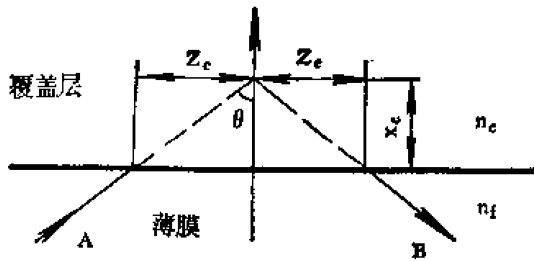


图14-7　膜层上界面上的古斯-享兴位移（反射光线的纵向位移）

$$z_c=\beta_v/(q_v h_v)=\text{tg}\,\theta_v/q_v \tag{14-16}$$

对于 TM 模

$$z_c=\beta_v/(q_v h_v\zeta_c)=\text{tg}\,\theta_v/q_v\zeta_c \tag{14-17}$$

式中　$\beta_v=n_f k\sin\theta_v$；

$q_v=(B_v^2-n_c^2k^2)^{1/2}$；

$h_v=(n_f^2k^2-\beta_v^2)^{1/2}$；

$\zeta_c=(N_v/n_c)^2+(N_v/n_f)^2-1$。

反射光线相对于入射光线的纵向位移表明光线穿入覆盖层一定深度 x_c 后才被反射。

对于 TE 模

$$x_c=z_c/\text{tg}\,\theta_v=1/q_v \tag{14-18}$$

对于 TM 模

$$x_c=z_c/\text{tg}\,\theta_v=1/(q_v\zeta_c) \tag{14-19}$$

这些结果预示着在覆盖层内存在着一个倏逝场，其衰减常数与穿透深度 x_c 密切相关。τ_c 是入射波从膜层上界面穿透到 x_c 距离所经历的时间延迟。若忽略介质折射率随波长的变化，则取

$$\tau_c\approx\frac{N_v}{c}z_c=\frac{n_f\sin\theta_v}{c}z_c \tag{14-20}$$

同法可得膜层下界面的古斯-享兴位移 $2z_s$、光线在衬底中的穿透深度 x_s 及相应的时间延迟 $2\tau_s$。

对于 TE 模

$$\begin{cases}z_s=\text{tg}\,\theta_v/p_v\\x_s=1/p_v\end{cases} \tag{14-21}$$

对于 TM 模

$$\begin{cases}z_s=\text{tg}\,\theta_v/(p_v\zeta_s)\\x_s=1/(p_v\zeta_s)\end{cases} \tag{14-22}$$

式中　$p_v=(\beta_v^2-n_s^2k^2)^{1/2}$；

$\zeta_s=(N_v/n_s)^2+(N_v/n_f)^2-1$。

时间延迟

$$\tau_s\approx\frac{N_v}{c}z_s=\frac{n_f\sin\theta_v}{c}z_s \tag{14-23}$$

（四）波导的有效厚度[7]

必须在膜层上、下界面添加古斯-享兴位移，才能得到波导中与能流概念相一致的Z字形光线传播模型，波导的有效厚度

$$D=d+x_c+x_s \tag{14-24}$$

对于 TE 模

$$D_v=d+1/p_v+1/q_v \tag{14-25}$$

对于 TM 模

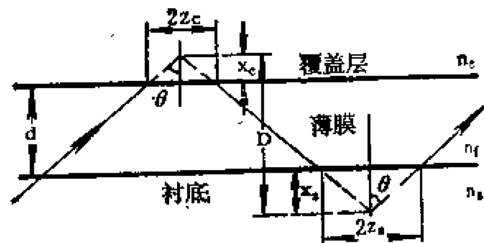


图14-8　平板波导中修正的Z字形光线模型（D——有效波导厚度）

$$D_\nu = d + 1/(p_\nu \xi_s) + 1/(q_\nu \xi_c) \tag{14-26}$$

导模能量虽能渗透到覆盖层和衬底中，但基本上限制在有效厚度内传播。当模阶数 ν 不同时，有效厚度 D 取不同的值。

为使讨论结果具有通用性，引入归一化有效厚度 H，其定义为

$$H = (n_f^2 - n_s^2)^{1/2} kD \tag{14-27}$$

对于 TE 模

$$H = V + (1/\sqrt{N_b}) + (1 + \sqrt{N_b + a}) \tag{14-28}$$

图 14-9 中按 a 的四个值画出了 TE基模的 $H-V$ 关系曲线，按图中曲线的最小值可得对光的最大限制程度。例如，对于高度非对称波导（$a \to \infty$），当 $V = 2.55$ 时，极小值$H_{\min} = 4.4$，这意味着最小有效宽度 $D_{\min}$ 必须满足以下条件：

$$(D/\lambda)_{\min} = 0.7(n_f^2 - n_s^2)^{-1/2} \tag{14-29}$$

对于典型的薄膜玻璃波导（$n_f = 1.6$，$n_s = 1.5$），$(D/\lambda)_{\min} \approx 1.3$。

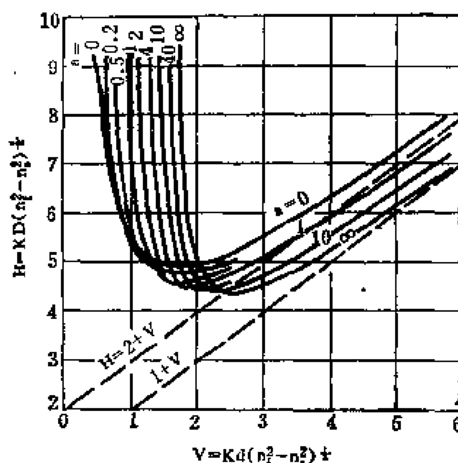


图14-9 TE 基模的 $H—V$ 关系曲线

（对于 TM 模也能得到类似的曲线图）

二、渐变折射率平面波导的归一化参量

常见的折射率分布形式有抛物线分布、高斯分布、指数分布、误差余函数分布、误差余函数积分分布等。折射率分布形式取决于介质波导的制作工艺。

平面波导的对称折射率分布表示为

$$n^2(x) = n_s^2 + \Delta n^2 f(|x|/x_0) \qquad -\infty < x < \infty \tag{14-30}$$

平面波导的非对称折射率分布表示为

$$n^2(x) = \begin{cases} n_s^2 + \Delta n^2 f(x/x_0) & x > 0 \\ n_c^2 & x < 0 \end{cases} \tag{14-31}$$

式中 $\Delta n^2 = n_0^2 - n_s^2$；

n_0——$x = 0$ 处的折射率（最大折射率）；

$f(x/x_0)$——归一化的折射率分布函数，在 $x = 0$ 处等于 1，并随 $|x|$ 的增大而逐渐减小至零；

x_0——表示薄膜厚度的特征量。

图 14-10 示出了这两种波导的折射率分布。

当 n_0 和 n_s 非常接近时，对称与非对称的折射率分布可分别近似表示为

$$n(x) \approx n_s + \Delta n f(|x|/x_0) \qquad -\infty < x < \infty \tag{14-32}$$

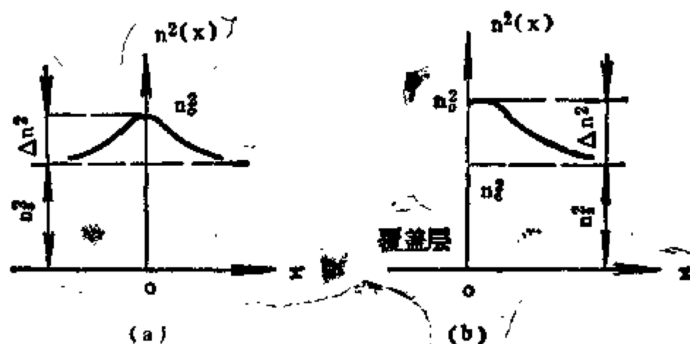


图14-10 平面波导的折射率分布

（a）对称分布 （b）非对称分布

$$n(x) \approx \begin{cases} n_s + \Delta n f(x/x_0) & x>0 \\ n_0 & x<0 \end{cases} \tag{14-33}$$

式中 $\Delta n = n_0 - n_s$。

归一化膜厚

$$V = (n_0^2 - n_s^2)^{1/2} k x_0 \tag{14-34}$$

归一化传播常数

$$N_b = (N^2 - n_s^2)/(n_0^2 - n_s^2) \tag{14-35}$$

由于有效折射率 N 的取值范围为 $n_s<N<n_0$，所以 N_b 的取值范围为 $0<N_b<1$。导模的截止条件为 $N=n_s$，$N_b=0$。渐变折射率平面波导的截止方程[8]，对于对称折射率分布

$$V_c = (2\nu+1)\pi\Big/\left[4\int_0^\infty \sqrt{f(y)}dy\right] \tag{14-36}$$

或

$$(x_0/\lambda)_c = (2\nu+1)\left[8\sqrt{n_0^2-n_s^2}\int_0^\infty \sqrt{f(y)}dy\right] \tag{14-37}$$

对于非对称折射率分布

$$V_c = (4\nu+3)\pi\Big/\left[4\int_0^\infty \sqrt{f(y)}dy\right] \tag{14-38}$$

或

$$(x_0/\lambda)_c = (4\nu+3)\Big/\left[8\sqrt{n_0^2-n_s^2}\int_0^\infty \sqrt{f(y)}dy\right] \tag{14-39}$$

利用模方程或截止方程可以画出 $N_b - V$ 的关系曲线及 $(x_0/\lambda)-(n_0^2-n_s^2)$的关系曲线，并可利用它们讨论波导的传播特性和截止特性。

由上述方程可以看出，在折射率分布函数 $f(y)$相同的情况下，对称折射率分布波导的模阶数 $\nu_{对称}$ 和非对称折射率分布波导的模阶数 $\nu_{非对称}$ 之间的关系为 $\nu_{对称}=2\nu_{非对称}+1$ 时，由对称波导模方程的解可得非对称波导模方程的一级近似解。

三、介质波导的电磁理论基础

研究波导时必须了解平面波导内场分布方面的基础知识。

（一）麦克斯韦方程

无源、无损耗、各向同性的介质中复振幅形式的麦克斯韦方程为：

$$\begin{cases} \nabla \times \mathbf{E} = -j\omega\mu \mathbf{H} \\ \nabla \times \mathbf{H} = j\omega\varepsilon \mathbf{E} \end{cases} \tag{14-40}$$

式中 **E**——电场的复振幅矢量；

H——磁场的复振幅矢量；

μ——介质的磁导率；

ε——介质的介电常数；

∇——哈密顿算子，$\nabla = (\partial/\partial x, \partial/\partial y, \partial/\partial z)$。

对于非磁性介质 $\mu = \mu_0$（真空磁导率）。

$$n^2 = \varepsilon/\varepsilon_0 \tag{14-41}$$

式中 n——介质的折射率；

ε_0——真空中的介电常数。

在图 14-11 示出的折射率分别为 n_1 和 n_2 的两种介质的界面上，麦克斯韦方程的解必须满足以下边界条件：

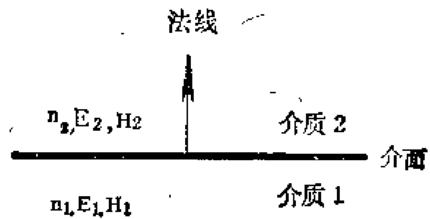


图14-11　两种介质的界面

$$\begin{cases} n_1^2 E_{1n} = n_2^2 E_{2n}, & E_{1s} = E_{2s} \\ \mu_1 H_{1n} = \mu_2 H_{2n}, & H_{1s} = H_{2s} \end{cases} \tag{14-42}$$

式中　脚标 n 和 s 分别表示该量是法向和切向分量。

对于非磁性介质 $\mu_1 = \mu_2 = \mu_0$，所以 $H_{1n} = H_{2n}$。

介质波导坐标系的示意图示于图 14-12，波导轴与 z 轴重合。对于这样的波导结构，采用 $\mathbf{E}_z$，$\mathbf{H}_z$ 表示场的纵向分量，$\mathbf{E}_t$，$\mathbf{H}_t$ 表示场的横向分量，可把麦克斯韦方程改写成

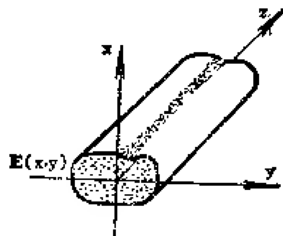


图14-12　介质波导的坐标系

$$\begin{cases} \nabla_t \times \mathbf{E}_t = -j\omega\mu\mathbf{H}_z \\ \nabla_t \times \mathbf{H}_t = j\omega\varepsilon\mathbf{E}_z \\ \nabla_t \times \mathbf{E}_z + \mathbf{e}_z \times \partial\mathbf{E}_t/\partial z = -j\omega\mu\mathbf{H}_t \\ \nabla_t \times \mathbf{H}_z + \mathbf{e}_z \times \partial\mathbf{H}_t/\partial z = j\omega\varepsilon\mathbf{E}_t \end{cases} \tag{14-43}$$

式中　∇_t——横向哈密顿算子，$\nabla_t = (\partial/\partial x, \partial/\partial y, 0)$；

$\mathbf{e}_z$——指向 Z 轴方向的单位矢量。

处理波导问题时，通常只注意横向分量 $\mathbf{E}_t$，$\mathbf{H}_t$，通过前两式由横向分量可以确定纵向分量 $\mathbf{E}_z$ 和 $\mathbf{H}_z$。

（二）平面波导的波动方程

平面波导中，光只在 x 轴方向上受到限制，折射率为 $n(x)$，相应的模场只是 x 坐标的函数。平面波导承载着纵向分量为零（$E_z = 0$）的横电模（TE）和纵向分量为零（$H_z = 0$）的横磁模（TE）。为简化起见，略去模的标号 v。

对于 TE 模，E_y 的波动方程为：

$$\partial^2 E_y/\partial x^2 = (\beta^2 - n^2k^2)E_y \tag{14-14}$$

式中　$k = \omega/c = \omega\sqrt{\varepsilon_0\mu_0}$（自由空间的传播常数）。

对于 TM 模，H_y 的波动方程为：

$$n^2 \frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{1}{n^2}\frac{\partial H_y}{\partial x}\right) = (\beta^2 - n^2k^2)H_y \tag{14-45}$$

（三）平板波导的模[10,11]

非对称平板波导的坐标系选择如图 14-13 所示。必须对 TE 模和TM模分别进行讨论，并要对导模和辐射模加以区分。辐射模又分为衬底辐射模、衬底—覆盖层辐射模和倏逝模三大类。表 14-2 中列出了相应于各类模的传播常数 β 和衬底中横向传播常数 k_s 的取值范围。横向传播常数的定义为：

$$\begin{cases} k_c^2 = n_c^2k^2 - \beta^2 \\ k_f^2 = n_f^2k^2 - \beta^2 \\ k_s^2 = n_s^2k^2 - \beta^2 \end{cases} \tag{14-46}$$

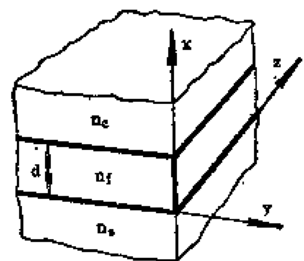


图 14-13　非对称平板波导的坐标系
（z 轴位于薄膜与衬底的分界面上）

处理平面波导问题时，可认为场的所有解均

与 y 坐标无系。上式中下标 c，f，s 分别指覆盖层、薄膜和衬底。

表 14-2　β 与 K_S 的取值范围

模	β	K_s
导模	$kn_f \rightarrow kn_s$	虚　数
衬底模	$kn_s \rightarrow kn_c$	$0 \rightarrow k\sqrt{n_s^2-n_c^2}$
衬底—覆盖层模	$kn_c \rightarrow 0$	$k\sqrt{n_s^2-n_c^2} \rightarrow kn_s$
倏逝模	虚　数	$kn_s \rightarrow \infty$

1．TE 模的场表达式

对于导模，场分布为

$$E_y=\begin{cases}E_c\exp[-r_c(x-d)] & x>d\text{(覆盖层)}\\ E_f\cos(k_f x-\phi_s) & d>x>0\text{(薄膜)}\\ E_s\exp(r_s x) & 0>x\text{(衬底)}\end{cases} \tag{14-47}$$

式中　r_c——覆盖层中的横向衰减系数；

r_s——衬底中的横向衰减系数。

存在以下关系：

$$\begin{cases}k_c^2=-r_c^2\\ k_s^2=-r_s^2\end{cases} \tag{14-48}$$

应用边界条件（E_y 和 $\partial E_y/\partial x$ 在 $x=0$ 和 $x=d$ 处膜层两侧界面上是连续的），可得相移公式

$$\begin{cases}\operatorname{tg}\phi_s=r_s/k_f\\ \operatorname{tg}\phi_c=r_c/k_f\end{cases} \tag{14-49}$$

以及色散关系

$$k_f d-\phi_s-\phi_c=\nu\pi \tag{14-50}$$

式中　ν——模的标号（正整数）。

此外，还可得到场强峰值 E_s，E_f 和 E_c 之间的关系

$$E_f^2(n_f^2-N^2)=E_s^2(n_f^2-n_s^2)=E_c^2(n_f^2-n_c^2) \tag{14-51}$$

式中　有效折射率 $N=\beta/k$。

单位波导宽度所承载的功率

$$P=E_f H_f D \tag{14-52}$$

式中　TE 模的有效厚度 $D=d+1/r_s+1/r_c$。

对于衬底辐射模，场分布为：

$$E_y=\begin{cases}E_c\exp[-r_c(x-d)] & x>d\\ E_f\cos[k_f(x-d)+\phi_c] & d>x>0\\ E_s\cos(k_s x+\phi) & 0>x\end{cases} \tag{14-53}$$

边界条件要求

$$\begin{cases}\operatorname{tg}\phi_c=r_c/k_f\\ k_s\operatorname{tg}\phi=k_f\operatorname{tg}(\phi_c-k_f d)\end{cases} \tag{14-54}$$

当 $k_s = kn_s\cos\theta_s$（θ_s 为入射角）时，衬底模的场正好与衬底一侧入射的平面波所生成的场相同。入射波在薄膜-衬底分界面上发生折射，并且部分反射；而在薄膜—覆盖层分界面上则发生全反射。全反射引起的相移是 $2\phi_c$，而来自薄膜—覆盖层组合体的反射引起的相移是 2ϕ。入射波和反射波之间的干涉在薄膜和衬底中产生正弦状的驻波图案。

场强峰值之间的关系为：

$$\begin{cases} E_f^2(n_f^2 - N^2) = E_c^2(n_f^2 - n_c^2) \\ E_s^2 = E_f^2\left[1 + \dfrac{n_f^2 - n_s^2}{n_s^2 - N^2}\sin^2(\phi_c - k_f d)\right] \end{cases} \tag{14-55}$$

这里没有导致 β 值分立的色散关系，并选取 k_s 为独立连续变量。

衬底—覆盖层辐射模是简并的，对于每个给定的 K_s，可得两个独立的场的解。为方便起见，可以这样选择，使它们在对称波导（$n_s = n_c$）情形下对应于平板波导的偶模和奇模，模的场便成为 x 的偶函数或奇函数。为简单起见，在非对称（$n_c \neq n_s$）情形下仍把它们称为"偶"模或"奇"模。

奇模的场为

$$E_y = \begin{cases} E_c\sin[K_c(x-d)+\Phi_c] & x>d \\ E_f\sin(K_f x - \Phi) & d>x>0 \\ E_s\sin(K_s x - \Phi_s) & 0>x \end{cases} \tag{14-56}$$

偶模的场为

$$E_y = \begin{cases} \overline{E_c}\cos[K_c(x-d)+\Phi_c] & x>d \\ \overline{E_f}\cos(K_f x - \Phi) & d>x>0 \\ \overline{E_s}\cos(K_s x - \Phi_s) & 0>x \end{cases} \tag{14-57}$$

式中对奇模和偶模均采用同一个相移 ϕ。应用边界条件可得：

奇模的相移关系

$$\begin{cases} K_s\,\mathrm{ctg}\,\phi_s = K_f\,\mathrm{ctg}\,\phi \\ K_c\,\mathrm{ctg}\,\phi_c = K_f\,\mathrm{ctg}(K_f d - \phi) \end{cases} \tag{14-58}$$

偶模的相移关系

$$\begin{cases} K_s\,\mathrm{tg}\,\phi_s = K_f\,\mathrm{tg}\,\phi \\ K_c\,\mathrm{tg}\,\phi_c = K_f\,\mathrm{tg}(K_f d - \phi) \end{cases} \tag{14-59}$$

各场强峰值之间的关系为

$$\begin{cases} E_s^2 = E_f^2\left(\sin^2\phi + \dfrac{K_f^2}{K_s^2}\cos^2\phi\right) \\ E_c^2 = E_f^2\left[\sin^2(K_f d - \phi) + \dfrac{K_f^2}{K_c^2}\cos^2(K_f d - \phi)\right] \\ \overline{E_s}^2 = \overline{E_f^2}\left(\cos^2\phi + \dfrac{K_f^2}{K_s^2}\sin^2\phi\right) \\ \overline{E_c}^2 = \overline{E_f^2}\left[\cos^2(K_f d - \phi) + \dfrac{K_f^2}{K_c^2}\sin^2(K_f d - \phi)\right] \end{cases} \tag{14-60}$$

可由偶模和奇模的正交假设得到相移条件，其形式为

$$\mathrm{tg}2\phi = \sin(2K_f d)\Big/\left[\cos 2K_f d + \frac{K_s}{K_c}\left(1 - \frac{K_f^2}{K_s^2}\right)\Big/\left(1 - \frac{K_f^2}{K_c^2}\right)\right] \tag{14-61}$$

对于对称波导，$K_s=K_c$，于是

$$\phi=K_f d/2 \tag{14-62}$$

2．TM 模的场表达式

导模的场表达式为：

$$H_y=\begin{cases}H_c\exp[-r_c(x-d)] & x>d\\ H_f\cos(K_f x-\phi_s) & d>x>0\\ H_s\exp(r_s x) & 0>x\end{cases} \tag{14-63}$$

利用边界条件（H_y 和 $n^{-2}\partial H_y/\partial x$ 在 $x=0$ 和 $x=d$ 处连续）得到

$$\begin{cases}\text{tg}\,\phi_s=(n_f/n_s)^2 r_s/K_f\\ \text{tg}\,\phi_c=(n_f/n_c)^2 r_c/K_f\end{cases} \tag{14-64}$$

和已熟悉的色散关系

$$k_f d-\phi_s-\phi_c=v\pi$$

场强峰值之间的关系式如下：

$$\begin{aligned}H_f^2(n_f^2-N^2)/n_f^2&=H_s^2(n_f^2-n_s^2)q_s/n_s^2\\&=H_c^2(n_f^2-n_c^2)q_c/n_c^2\end{aligned} \tag{14-65}$$

式中　$q_s=(N/n_f)^2+(N/n_s)^2-1$；

$q_c=(N/n_f)^2+(N/n_c)^2-1$。

单位波导宽度的模所承载的功率为：

$$P=E_f H_f D \tag{14-66}$$

式中　TM 模的有效厚度 $D=d+1/(r_s q_s)+1/(r_c q_c)$。

TM 衬底辐射模的场为

$$H_y=\begin{cases}H_c\exp[-r_c(x-d)] & x>d\\ H_f\cos[K_f(x-d)+\phi_c] & d>x>0\\ H_s\cos(K_s x+\phi) & 0>x\end{cases} \tag{14-67}$$

边界条件要求

$$\begin{cases}\text{tg}\,\phi_c=(n_f/n_c)^2 r_c/K_f\\ (k_s/n_c^2)\,\text{tg}\,\phi=(k_f/n_f^2)\,\text{tg}(\phi_c-k_f d)\end{cases} \tag{14-68}$$

场强峰值之间的关系为

$$\begin{cases}H_f^2(n_f^2-N^2)/n_f^2=H_c^2(n_f^2-n_c^2)q_c/n_c^2\\ H_s^2=H_f^2\left[1+\dfrac{n_s^2}{n_f^2 q_s}\left(\dfrac{n_f^2-n_s^2}{n_s^2-N^2}\right)\sin(\phi_c-k_f d)\right]\end{cases} \tag{14-69}$$

与相应的 TE 模公式对比，这里出现了约化因子 q_s 和 q_c。如同 TE 模的情形一样，采用 k_s 作为连续模的标记。

如同 TE 模情形，衬底一覆盖层辐射模是简并的。

奇模的场为：

$$H_y=\begin{cases}H_c\sin[k_s(x-d)+\phi_c] & x>d\\ H_f\sin(k_f x-\phi) & d>x>0\\ H_s\sin(k_s x-\phi_s) & 0>x\end{cases} \tag{14-70}$$

偶模的场为

$$H_y=\begin{cases}\overline{H}_c\cos[k_c(x-d)+\overline{\phi}_c] & x>d\\ \overline{H}_f\cos(k_fx-\phi) & d>x>0\\ \overline{H}_s\cos(k_sx-\overline{\phi}_s) & 0>x\end{cases}\tag{14-71}$$

式中 ϕ 对于奇模和偶模都相同。

奇模相移之间的关系为：

$$\begin{cases}(k_s/n_s^2)\mathrm{ctg}\,\phi_s=(k_f/n_f^2)\mathrm{ctg}\,\phi\\(k_c/n_c^2)\mathrm{ctg}\,\phi_c=(k_f/n_f^2)\mathrm{ctg}(k_fd-\phi)\end{cases}\tag{14-72}$$

偶模相移之间的关系为：

$$\begin{cases}(k_s/n_s^2)\mathrm{tg}\,\overline{\phi}_s=(k_f/n_f^2)\mathrm{tg}\,\phi\\(k_c/n_c^2)\mathrm{tg}\,\overline{\phi}_c-(k_f/n_f^2)\mathrm{tg}(k_fd-\phi)\end{cases}\tag{14-73}$$

场强峰值之间的关系为：

$$\begin{cases}H_s^2=H_f^2[\sin^2\phi+(n_s^2k_f/n_f^2k_s)^2\cos^2\phi]\\H_c^2=H_f^2[\sin^2(k_fd-\phi)+(n_c^2k_f/n_f^2k_c)^2\cos^2(k_fd-\phi)]\\\overline{H}_s^2=\overline{H}_f^2[\cos^2\phi+(n_s^2k_f/n_f^2k_s)^2\sin^2\phi]\\\overline{H}_c^2=\overline{H}_f^2[\cos^2(k_fd-\phi)+(n_c^2k_f/n_f^2k_c)^2\sin^2(k_fd-\phi)]\end{cases}\tag{14-74}$$

如果假设 TM 奇辐射模和偶辐射模之间具有正交性，则得：

$$\cos(\phi_s-\overline{\phi}_s)+\cos(\phi_c-\overline{\phi}_c)=0\tag{14-75}$$

由此可得 ϕ 的条件式，它具有与 TE 模条件式相同的形式，不过须以 k_f/n_f^2，k_s/n_s^2，k_c/n_c^2 分别代替 TE 模相移条件式中的 k_f，k_s，k_c。

图 14-14 中示出了导模、衬底模和辐射模三种形式的场分布图案，由此可直观地了解各类模式的性质。

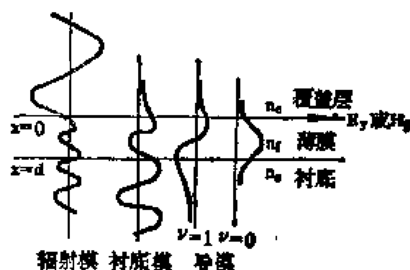


图 14-14　平板波导模式的场分布

四、条形波导

平面波导只要横截面的一个方向上限制光波能量，所以光波在平面波导中传播时要沿非束缚方向发散。虽可利用薄膜透镜使发散光束聚焦，但仍然受到衍射极限的限制，不能使光斑直径小于一个波长。因此，在实际的集成光路中一般使用能在横截面的两维方向上限制光波能量的条形波导。条形波导大致可分矩形、脊形和条载形三类。

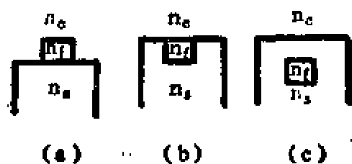


图 14-15　矩形波导的横截面
(a)凸条形　(b)镶入形　(c)埋入形

(一) 矩形波导

三种矩形波导的横截面如图 14-15 所示。凸条形波导的芯凸起在衬底之上，镶入形波导的芯镶在衬底中，埋入形波导的芯则埋在衬底内。芯的形状是矩形，折射率为 n_f。

矩形波导维持单模的最大尺寸如表 14-3 所示。波导芯的宽度和厚度分别以 a 和 b 表示。

(二) 脊形波导

脊形波导的横截面结构如图14-16所示，d_{I}、d_{II} 分别为脊形区域和外部区域的厚度，由

表 14-3　矩形波导的单模尺寸*[12]

	埋入形（n_s 包围 n_f，宽 a，高 b）				镶入形（上为 n_c，两侧及下为 n_s，芯 n_f，宽 a，高 b）		
n_f/n_s	1.001	1.01	1.05	1.5	1.001	1.01	1.05
n_f/n_c					1.5	1.5	1.5
$a=b$	15.3	4.9	2.3	0.92	17.7	5.6	2.6
$a=2b$	19.0	6.1	2.8	1.21	23.2	7.4	3.4
$a=4b$	26.8	8.5	3.8	1.37	34.9	11.0	4.9

*表中数据乘以 λ/n_f 等于波导的实际尺寸。

于 $d_I>d_{II}$，所以脊形区域的有效折射率 N_I 大于外部区域的有效折射率 N_{II}，光基本上限制在脊形区域内。波导在 y 方向对光波的限制作用相当于一个薄膜折射率为 N_I、覆盖层折射率为 N_{II} 的对称平板波导，利用这种等效波导可方便地分析与设计脊形波导，求出沿 y 方向的模式数目（或场强极大值数目）与维持单模的最大尺寸。

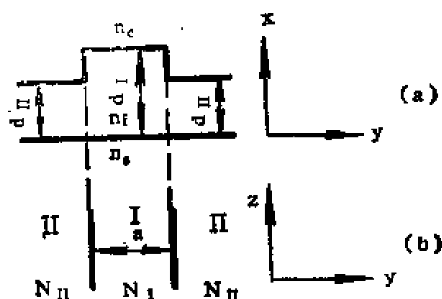


图 14-16　脊形波导

(a) 横截面结构　($n_f>n_s>n_c$)　(b) 等效平板波导　($N_I>N_{II}$)

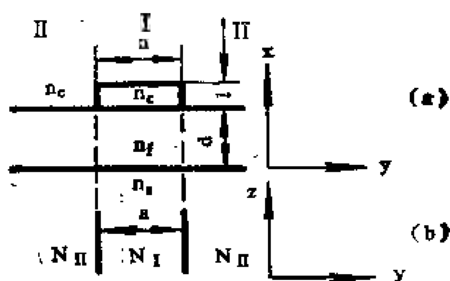


图 14-17　条载形波导

(a) 横截面结构　($n_f>n_l>n_c$)　(b) 等效平板波导　($N_I>N_{II}$)

（三）条载形波导

条载形波导的横截面结构如图 14-17 所示，在平板波导上面加一个适当宽度 a 的载条即可构成。载条的折射率 n_l 大于覆盖层的折射率 n_c，但小于薄膜折射率 n_f。此时等效平板波导中区域 I 的有效折射率 N_I 大于区域 II 的有效折射率 N_{II}，所以光波在 y 方向受到限制。

当载条厚度 l 较大时（比如数千埃），可用通常平板波导的模方程近似求解区域 I 的等效折射率 N_I，即近似把 l 看作向无限远延伸。

脊形波导和条载形波导中的光波能量主要限制在脊或载条下面的膜区中。与矩形波导对比，其由于波导边界不规则性所引起的散射损耗较小，对边界加工精度的要求可随之降低。这是它们优于平板波导之处。

五、波导定向耦合的最大耦合长度

在介质波导的不同模式之间也能发生耦合现象。例如，在规则的平板波导中，不同模式沿着各自的光路独立传播，如图14-18 (a) 所示；但若波导边界和折射率分布有某种畸变

时，某些模式的光路就要发生变化，也即模式之间产生了功率交换，或说模式之间发生了耦合，如图14-18（b）所示。

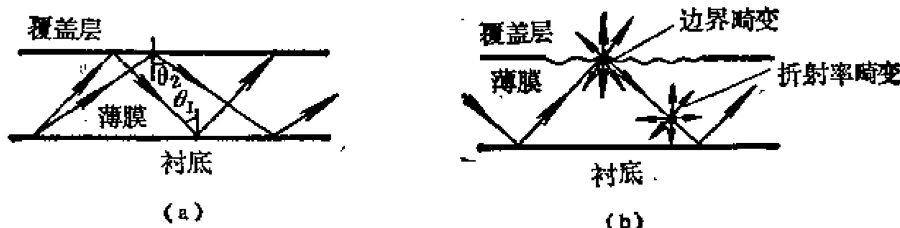


图14-18　模式的传播与耦合

（a）规则波导中模式各自独立传播　　（b）非规则波导中的模式耦合现象

又如相距较远的两个平板波导中，两个波导模式的场分布互不重迭，如图14-19（a）所示；但相距很近时，两个波导模式的场分布相互重迭，可通过所谓的光学隧道效应发生耦合而相互交换功率，如图14-19（b）所示。

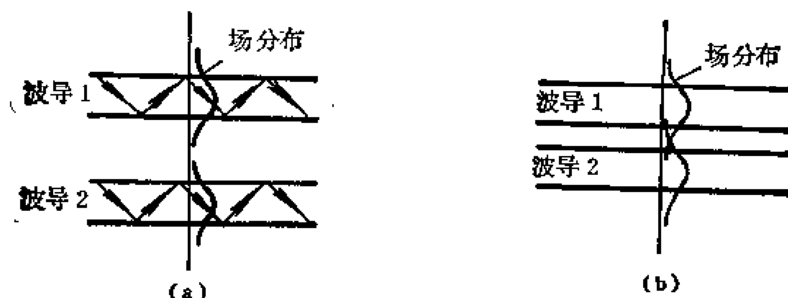


图 14-19　两个平板波导的相互耦合

（a）相距较远　　（b）相距较近

在集成光学中，光波导器件的机构多半以波导模式之间的功率耦合作为基础，耦合模理论在集成光学器件的研究工作中将起着重要作用。

集成光学中耦合问题有两方面的含义：在同一衬底的光路中将激光束从一个波导传入另一个波导，或是将激光束输入或输出光路。

波导定向耦合是单片光路上耦合的一种重要形式，利用介质波导的模具有穿透场（或倏逝场）达到两个尺寸相似的平行波导之间的定向耦合，如图 14-20 所示。使一个波导中传输的能量全部耦合到另一波导中所必需的耦合长度[13]

$$L=\frac{\pi k_z b(1+k_y^2\eta_s)}{4k_y^2\eta_s}e^{c/\eta_s} \tag{14-76}$$

式中　k_z——轴向传播常数；

k_y——y 方向的横向传播常数；

η_s——场分量在 y 方向的 n_s 介质中的穿透深度；

c——两个平行波导的间距。

例如，取 $n_f=1.5$，$n_s=1.5/1.05$。为了确保单模，取 $b=1.77\lambda$，$a=2b=3.54\lambda$。若取 $c=a/4=0.88\lambda$，则可得 $L=262\lambda$。耦合长度 L 将随 c 的增大而呈指数式增加。

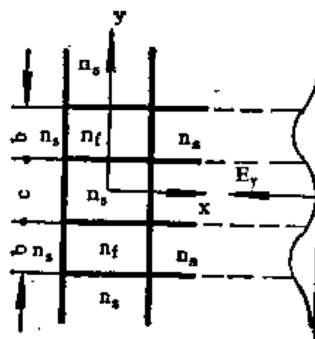


图 14-20　波导定向耦合

第三节 分立薄膜光学器件

集成光路中，由激光器产生载波，用薄膜光波导导引光波到调制器中去，由各种光学调制器完成调制，再由耦合器和发射器输出经过调制的光波。下面分别介绍各种分立薄膜光学器件。

一、薄膜光波导

这是构成集成光路的基本器件，它在集成光路中的作用是尽量低损耗地沿指定方向传输规定模式的导波。光波导由覆盖层、薄膜和衬底等三层介质构成（$n_f > n_s \geqslant n_c$）。光波以一定角度进入介质薄膜后，就在上、下界面上发生全反射，沿Z字形路径传播，形成光波导。制作光波导首先要考虑光波传输中的损耗，较理想的数值是0.1～1分贝/厘米。通常，单片集成光路中的波导损耗应小于10分贝/厘米。因此，对光波导的材料有较高的要求。

GaAs及其三元化合物常用作近红外单片集成光路的材料，因为这类材料可用来制作光波导形式的激光器、调制器和探测器等各种功能的器件，并构成同一衬底材料的较完整的集成光路。其次，铁电体$LiNbO_3$和$LiTaO_3$具有较大的电光系数与声光系数，容易制成高质量的光波导电光和声光器件，可构成不包括激光器和探测器的近红外和可见光单片集成光路。此外，硅可用作集成光路的衬底，玻璃可用来制作滤波器和定向耦合器等光波导无源器件。表14-4中列出了一些介质波导材料的折射率。

改变GaAs材料折射率的方法有两种：一种方法是掺入第三种元素，如铝或磷，以改变材料的组分；另一种方法是控制自由载流子的浓度，以改变材料的电学性质。利用第一种方法制成了Al Ga As固溶体波导、双异质结埋入波导（在GaAs层的上下方均为GaAlAs层）等。利用第二种方法已制成纯度外延波导、扩散型波导与质子注入波导。

表14-4 光波导材料的折射率[14]

介质材料	波长（微米）	折射率
熔融硅（SiO_2）	0.633	1.46
显微镜载物玻璃片	0.633	1.57
康宁 7059 玻璃	0.633	1.62
$LiTaO_3$ （n_o）	0.80	2.15
（n_e）	0.80	2.16
$LiNbO_3$ （n_o）	0.80	2.28
（n_e）	0.80	2.19
GaAs	0.90	3.60

二、薄膜耦合器

在同一衬底的光路中将激光束从一个波导传入另一个波导中称为内耦合，将激光束输入或输出光路称为外耦合。为了有效地激发波导模和耦合出导波，可采用不同形式的耦合机构，但应符合具有较高的耦合效率和适合于集成化这两个要求。

（一）内耦合类型

在单片光路上的耦合有尖劈薄膜耦合（又称渐变薄膜耦合）与波导定向耦合两种形式。

尖劈薄膜耦合示于图 14-21，在衬底上淀积一层膜厚从 $x=x_a$ 到 $x=x_b$ 逐渐变薄至零的尖劈状薄膜。耦合基理是：当光波沿 Z 字形路径传到尖劈区域后，每反射一次入射角就比反射前减小 θ。经若干次反射后，光波的入射角将小于临界角 θ_s，从而形成衬底模，从衬底输出。由图上可以看出，导模在 $x=x_c$ 处截止。如果尖劈区域足够平缓，薄膜的折射率远小于衬底的折射率，则输出效率可以接近100%。

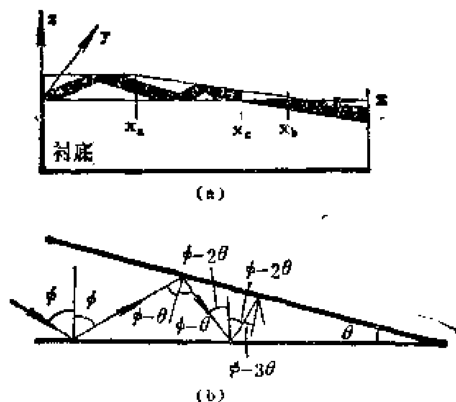


图 14-21　尖劈薄膜耦合器

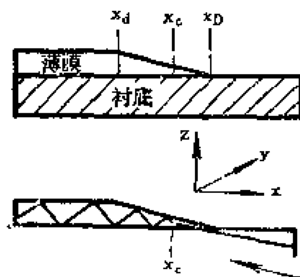


图 14-22　尖劈耦合输入

尖劈薄膜耦合器也可用来对自由空间或对光导纤维作耦合输入或耦合输出。例如，在衬底上打个洞，用折射率匹配的粘合剂把插入的光导纤维粘合起来，就可实现波导薄膜对光导纤维的耦合输出。

图 14-22 示出的是利用尖劈耦合把光波输入薄膜波导。图 14-23 中折射率 n_A、n_B、n_C 均大于 n_s，如果三个区域的几何尺寸制作适宜，就可通过尖劈耦合把两个器件连接起来。

波导定向耦合是指两个平行放置（间隙为几个波长）的尺寸相似的波导通过倏逝场来回耦合能量。耦合度随平行截面的长度呈正弦变化。图 14-24 为定向耦合器的示意图。

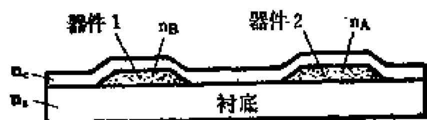


图 14-23　尖劈耦合连接

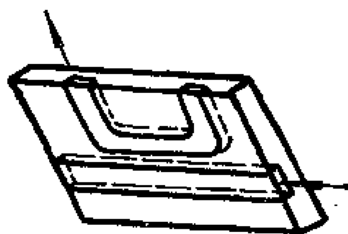


图 14-24　定向耦合器

波导定向耦合器还可完成功率转换、选频、调制、开关等其他功能。

（二）外耦合类型

为使激光耦合出入集成光路单片，可采用三种方式：直接耦合、棱镜耦合与光栅耦合。

直接耦合如图 14-25 所示。利用一个透镜使激光束聚焦，并直接照射到波导的端部，一般把波导端部做成一个尖劈入口。这种方式的能量耦合效率很低，一般只有 10~20%，原因是膜层很薄，边缘不可能很平整，因而散射损耗很大。



图 14-25　直接耦合

棱镜耦合[15,16]如图14—26所示。在薄膜波导上放置一个棱镜，在它们之间有一个厚度在 1/8—1/4 真空波长范围内的空气隙。棱镜--薄膜耦合器是利用全反射时进入折射介质的倏逝

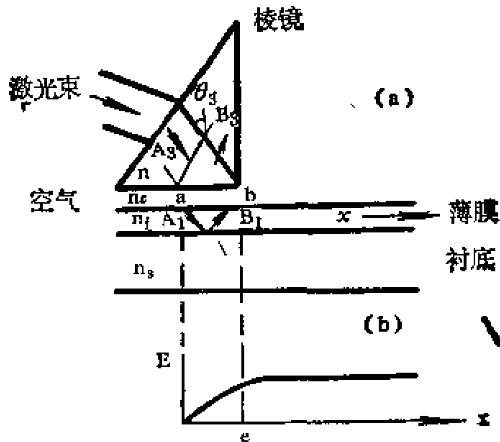


图 14-26　棱镜—薄膜耦合器

波设计而成的。若按场的观点，乃根据进入折射介质的倏逝场设计而成。不能用简单地增大耦合长度 ab 的方法来无限增加导模的能量。

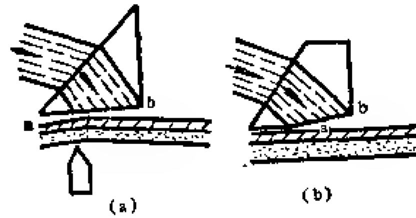


图 14-27　劈隙棱镜–薄膜耦合器

(a) 用刀口压紧薄膜　(b) 在棱镜底面劈出斜度

适当选择耦合长度ab，使 b 点正好是直角棱镜的直角顶点（即 $x>l$ 时停止发生耦合），此时激发起来的导模获得最大的能量，其耦合效率可达 81%。还可用改变耦合强度分布的方法（设法增加 a 点的耦合与减小 b 点的耦合）来提高耦合效率。图 14-27 示出了劈隙棱镜—薄膜耦合器，实验中使用这种耦合器，可达88%的耦合效率。

棱镜—薄膜耦合器并不具有薄膜化结构，它主要用于集成光学系统的一些实验装置中。

光栅耦合器如图 14-28 所示。在薄膜上做一个光栅，当激光照射到它上面时，不仅有反射和透射，还有一级衍射、二级衍射等。如果某一激光束以 θ 角入射到光栅上，其周相在 x 方向上按 $\exp[jnk(\sin\theta)x]$ 变化。光束通过光栅后就产生一个附加的相位调制 $\Delta\phi\sin(2\pi x/d)$，其中 $\Delta\phi$ 是光栅的相调制振幅，d 是光栅常数。光波到达薄膜表面时，其总的周相变化为[17]：

$$\exp\left\{j\left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)\left[\sin\theta+m\left(\frac{2\pi}{d}\right)\right]x\right\}。$$

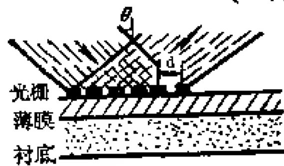


图 14-28　光栅耦合器

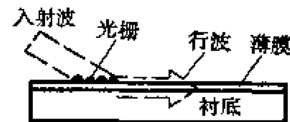


图 14-29　光栅耦合输入示意图

如果其某一傅里叶分量正好与某一导模相匹配，则光束能量就会有效地耦合到这一导模中去，如图 14-29 所示。

为了有效地耦合能量，制作光栅的材料的损耗要尽量小，并应抑制不必要的光栅衍射序。如果仅存一个衍射序，则可用与棱镜—薄膜耦合器相似的方法进行分析，其最大耦合效率也是81%。目前实验上仅做到40—50%。如果采用厚膜（立体）全息光栅，则可限制多级衍射光的作用，耦合的效率可提高到约70%。

由于光栅的衍射对频率有很强的选择性，所以它能耦合的频带较窄，这是它的缺点。光栅耦合器的主要优点是可以直接做在薄膜上，既可实现小型化，又不易受到振动等外界条件的影响。因此，在集成光路中，采用光栅耦合器在结构上是较为有利的。

三、波导调制器[18,19]

调制是指将信息置入相干光波内的一种操作过程，调制器是随外加信号的变化而改变光

波的可探测性质的一种器件。相干光波的可探测性质是指：强度（振幅）、相位、偏振和波长（频率）。

光波导提供了限制光流横截面积的方法，光束被限制在横向尺寸仅为波长数量级的区域内。如果光调制器采用波导结构，则可使调制器的功率如体调制器降低一至二个数量级。

波导调制器中为使薄膜起到波导的作用，必须使其折射率高于衬底和覆盖层的折射率，导波的光场透过衬底和覆盖层的距离取决于折射率之间的关系和薄膜的厚度。因此，最简单的波导调制器需要两种材料，其中至少有一种应能满足调制器的要求。此外，这两种材料必须具有相对固定的折射率。外加场使导波的相位改变，或由波导薄膜材料中的效应所引起，或由衬底材料的效应所引起，或两种因素都存在。所以，波导器件的材料不仅必须具有理想的有源性质，并且还应能同另一种折射率与其不同的材料组合起来构成波导。有源材料可用作导波介质或衬底、覆盖层的材料。如果对所要求的效应能做到某种合理的薄膜组合，则可把外加场限制在波导薄膜的附近。可用各种方法达到这个目的。在声光器件中产生的表面声波平行于导波薄膜行进，并尽可能局限在导波薄膜内部。采用绝缘材料制作的电光和磁光器件中，用到了淀积在薄膜表面或附近的电极的边沿场。而在采用半导体材料的器件中，利用结的性质，可把主要的外加场限制在导波区域附近。

在波导器件中，如能充分发挥其几何结构上的优点，则仅有一小部分材料里面有光通过，并且也只有这部分材料处在外加场内。各种波导调制器大多仍处在研制阶段。第二十章详细讨论了光学调制器有关内容，可供参考。

（一）电光波导调制器

电光效应可概括定义为强电场施加在光正在其中穿行的光学介质时所引起的光学介质的折射率、吸收率（电吸收）和散射等性质的变化，主要讨论由电场所引起的折射率变化。如果折射率随外电场的振幅呈线性变化，则这种效应称为线性电光效应或泡克耳斯效应。目前，泡克耳斯效应是制作光调制器时最广泛利用的物理效应。从迄今所提出的一些利用电光效应制作波导调制器的方法来看，由实验验证得知，利用泡克耳斯效应的电光波导调制器也是最有发展前途的。线性电光效应器件包括：简单的相位调制器、偏振调制器、相位光栅调制器、相邻平面波导或条形波导间的耦合调制器（定向耦合调制器）等。如果使光场和外加激励场完全重迭，则可实现激励场的最佳使用状态。

$LiNbO_3$ 波导相位调制器的示意图如图 14-30 所示。该波导是用向外扩散的方法制得的。采用脊形波导以求在薄膜平面中保持光，电极沿脊蒸镀，脊宽约 20 微米。为了得到 1 度的相位调制，需要 1.2 伏特的驱动电压，同时在 1 兆赫的带宽上要求功率20微瓦。

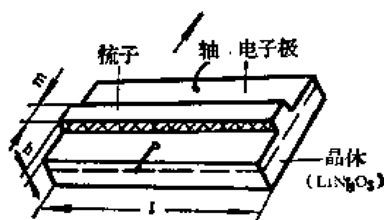


图 14-30　$LiNbO_3$ 相位调制器示意图

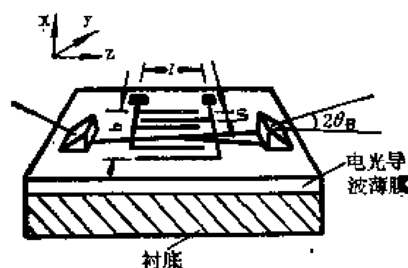


图 14-31　电光光栅调制器示意图

电光光栅调制器的示意图示于图 14-31。激光通过左边的棱镜耦合器进入波导，并通过右边的棱镜耦合器自波导射出。采用光刻法在波导表面上作成长度 $l=3$ 毫米、间距 $s=7.6$

微米的叉指式铬金线路。该装置可绕 y 轴旋转，从而改变导波与叉指电极的角度。当该角度等于布喇格角 θ_B，并在两交错叉指电极间加上电压时，光就衍射到与主光束成 $2\theta_B$ 角的方向上。当该角度不等于 θ_B 时，衍射光强就减小。

（二）磁光波导调制器

某些各向同性介质在磁场作用下。当偏振光通过时，便发生偏振面的旋转，旋转角度正比于磁场强度，并与材料有关。旋转方向取决于磁场方向与材料性质，与光线传播方向无关。这种现象称为法拉第旋光效应或磁光效应。

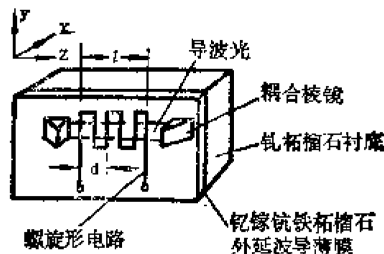


图 14-32　磁光波导调制器示意图

磁光波导调制器的示意图示于图 14-32。在磁性薄膜上做一条曲折的电感回路（铜管），利用金红石薄膜棱镜耦合器把光从波导中耦合出来，从而观察到 TM_0（横磁波）至 TE_0（横电波）的模转换。由于金红石的双折射效应强烈，耦合出的 TE_0 和 TM_0 之间的角度大约为20度，调制频率达80兆赫以上。如果在磁光调制器上加一个薄膜偏振器，则可做成光开关，其频率响应可达 300 兆赫。

磁光波导调制器很灵敏，效率较高，但不如电光波导调制器成本低，使用方便。

（三）声光波导调制器

当超声波通过某些材料时，会使材料发生弹性变形，引起折射率的变化，从而产生声光效应。将声光效应应用在波的调制上，利用叉指状换能器，通过压电晶体产生表面声波，导沿薄膜表面传导光波，当超声波频率很高（50—100 兆赫以上）时，就会产生明显的布喇格效应，光波产生二倍布喇格角的偏转。改变声波频率即可改变光波的偏转角。实验证明，0.18瓦特的表面声波已可达到66%的偏转效率。

声光波导调制器的示意图示于图 14-33。折射率为 n_f 的玻璃薄膜淀积在折射率为 n_s 的 α 石英晶体的衬底上，$n_f > n_s$。叉指式电极淀积在未覆盖薄膜的那部分石英表面上，电极在石英衬底中发出沿 y 方向行进的声表面波，它通过覆盖导光薄膜的那部分衬底区域，声波导致了波导及衬底内周期性的折射率变化，因而使相对于声波波前以 θ_B 角射入波导的光发生衍射。所有声衍射调制器既可用来得到调频光，又可用作调幅器或开关。

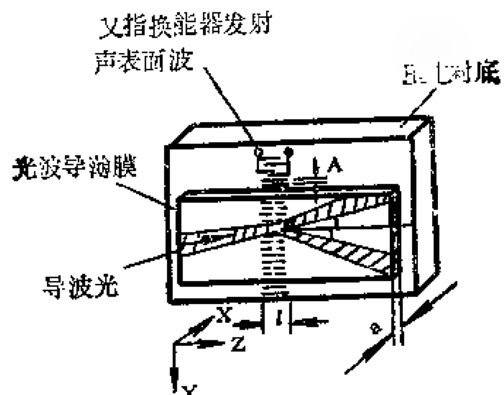


图 14-33　声光波导调制器示意图

目前，电光调制器处于较先进的发展状态，声光器件又比磁光波导调制器应用较多。把光纤与高折射率平面波导或条形波导耦合在一起是一个重要的问题，应力求简便易行。

四、薄膜探测器 [20, 21]

光电探测器的作用是将光波信号转换成电信号，第二十一章有关章节作了祥细讨论，这里讨论薄膜光电探测器。在集成光学中，对探测器的要求是：带宽大，适应波导解调光路，在光纤通信波段范围（波长为 0.8—1.1 微米）有高响应率和低噪声，成本低。单片集成光路用的探

测器是利用半导体结的光电导特性进行工作的。对光电探测器，要求吸收入射光而释放出自由载流子，外加电场将清除电荷，于是在外电路中产生光电流。纯净半导体对那些能量大于带隙能量的光是光敏的，用掺杂剂或杂质扩散、离子轰击或外加电场的方法均可使带隙移位，从而使半导体薄片上某一局部区域成为光敏，这样就能用作集成光学的探测器。

反向偏置结把电场限制在光敏区域内，这种结可以是 p-n 结，也可以是金属-半导体结（肖特基势垒）。肖特基势垒是波导最好的表面结构，如图 14-34(a) 所示。p-n 结的光敏区域在结附近，一般扩散或生长到衬底中几个微米。这些结所制成的双异质结波导的探测器如图 14-34(b)所示，p-n 结被掩埋在波导上部有覆盖层的对称结构中。

介质波导要求折射率较高的薄层，在三元系 $Ga_{1-x}Al_xAs$ 中 Al_xAs 的掺入使折射率减小。于是，在 $Ga_{1-x}Al_xAs$ 层上生长出 GaAs 层就能得到光波导，$Ga_{1-x}Al_xAs$ 的作用相当于隔离层，把波导同 GaAs 衬底分隔开来。图14-34中带阴影的 GaAs 层覆盖在折射率较低的 $Ga_{1-x}Al_xAs$ 上，就得到了光波导。

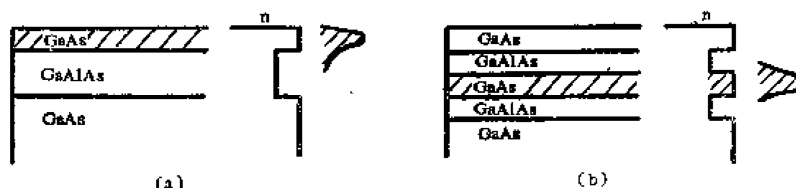


图14-34　GaAs-$Ga_{1-x}Al_xAs$ 波导结构、折射率（n）分布和导波光强示意图

（a）空气覆盖结构　　（b）双异质结光波导

此外，p-n 结硅二极管也可用来制作如图 14-35 所示的混合装置中的集成光学探测器。用硅片作衬底，在其表面溅射上玻璃光波导。由硅氧化形成的 SiO_2 层把衬底与波导分隔开来。利用类似于尖劈耦合的原理，导波在 SiO_2 层尽头处耦合入硅衬底中。在硅表面约1微米处形成定域的硼扩散 p-n 结，由此在波导楔形区域制成硅探测器。施加在定域结区的电场收集由于吸收 6328 埃受导光束而产生的电流。制备单片集成光路探测器需要在带隙较大的波导中引入有一定面积的带隙较小的材料，可用外延、电吸收和离子注入法制作。下面将分别介绍。

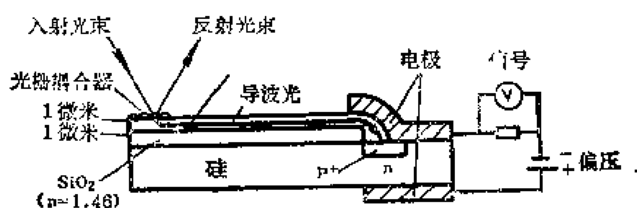


图14-35　硅片上的混合型集成光学探测器示意图

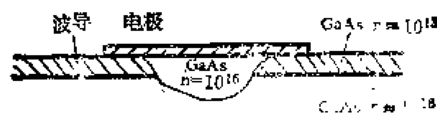


图14-36　外延光电探测器的结构

（一）外延光电探测器

外延生长在 GaAs 衬底上的 InGaAs 集成光学探测器的结构如图 14-36 所示。这种具有肖脱基势垒电极的光电探测器具有良好的光响应特性，以雪崩方式工作的增益为 250，其量子效率可达 50%。

（二）电吸收探测器

外加电场会使半导体的带隙略向长波方向移动，这就是电吸收效应。加在半导体上的电场增大了波长接近带隙的光的吸收，这种吸收产生了空穴-电子对，它们受外加电场作用，因而形成电流。如果使电吸收材料的带隙适合光频波长的要求，则利用电吸收效应就可制成

有效的探测器。电吸收集成光学探测器已在反向偏置 p-n 结双异质结中得到实现。异质结中导波光的波长为 1.06 微米，测量光电流时外加的反向偏压为 16 伏特。双异质结的带隙仅为 0.86 微米，迄今探测到的光电流达 1 毫安。在很大的反向偏压下，光电流紧随电吸收发生变化。利用电吸收效应时，光电流与偏振态有关，TM 模的光电流比 TE 模的光电流一般大五倍以上。反向偏压高达 16 伏特时，观测到的光电流并未显著增大，但量子效率接近于 100%。

电吸收探测器的优点是不必制备具有不同带隙的局部区域。

（三）离子注入光电探测器

离子注入是另一种减小带隙以增大光吸收和光电流的方法。如果外加电场具有反向偏压肖脱基势垒形式，则光生载流子在通过耗尽层时都会被清除掉，从而产生光电流。质子注入的集成光学 GaAs 光电探测器已制成。离子注入把光敏曲线的截止波长由 0.85 微米移至 0.90 微米，并且还引入一个尾部，此尾部在 0.92 微米处为最大灵敏度的 1/10，而在 1.10 微米处降为最大灵敏度的 1/50。在 1.06 微米处测得的典型量子效率为16%。反向偏压为 25 伏特时，典型的光电流是 20 微安，响应时间小于 200 毫微秒。

GaAs 离子注入探测器的优点是用注入方法比较容易制得定域的探测器。金制掩模可保护其他区域不受注入的影响。

除外延、电吸收和离子注入等方法外，杂质扩散也能降低带隙，杂质在半导体的选定区域中扩散也能制成集成光学探测器，但有待实验进一步证实。

使用半导体结制备探测器是一种先进工艺，面临的任务是精心设计，在任何特定的应用中把响应时间降为最小。

五、薄膜滤波器[22]

实验证明利用周期波导可制备滤波器，例如具有波纹表面的薄膜波导就有滤波作用。

$$\triangle\lambda/\lambda = \Lambda/L \qquad (14\text{-}77)$$

式中 $\triangle\lambda$——滤波器透射带的半宽度；

λ——滤波器透射带的中心波长；

Λ——波纹周期；

L——滤波器长度。

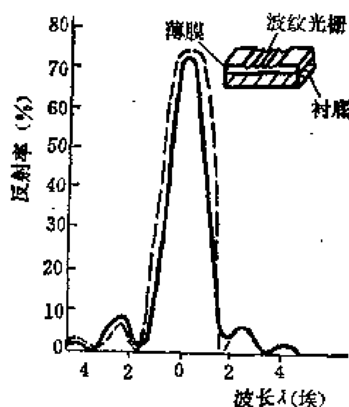


图14-37 薄膜滤波器的特征光谱曲线

图 14-37 示出了中心波长为 0.57 微米的玻璃波纹波导的滤波特征光谱。滤波器用紫外激光照射和离子束蚀刻法制成，其长度 L = 0.57 毫米，周期 Λ = 2000 埃，波纹深度 h = 460埃，$\Delta\lambda$ = 4 埃。

六、薄膜激光器[23, 24]

发展集成光学的一个重要方面是制备微型、方便、经济耐用、并与平面光路相适应的光源。由于要求单模、单频和低色散，故需用激光器作为光源。

（一）GaAs 异质结激光器

GaAs-GaAlAs 异质结激光器是能满足基本要求的光源，GaAs 及有关的 Ⅲ—Ⅴ 族化合

物对于集成光学有着特殊的意义。图 14-38 上示出的条形双异质结激光器就是室温下连续波激光器的一例。激光作用发生在 p-n 结处的 GaAs 薄层中。在正向偏压作用下，由于有源区域内注入电子和空穴的复合，电流转换成光。因为两侧 $Ga_{0.7}Al_{0.3}As$ 层的折射率较低，这为光波导提供了折射率阶跃，所以光被限制在其间的 P-GaAs 有源区域内。同时，GaAs层把注入载流子和激光都限制在有源区域内，这也降低了激光的阈值。这种异质结是室温连续工作所要求的。

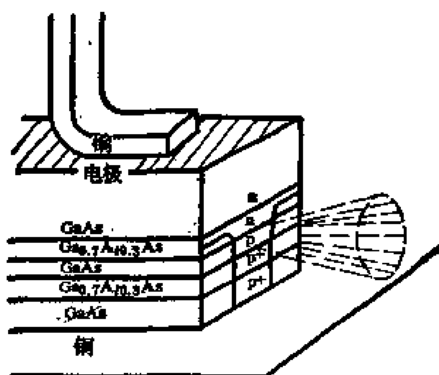


图 14-38　条形双异质结激光器

激光器的受激光产生于沿条形接触面的注入区域内，而激光器工作所必需的光反射则发生在两个解理端面间。激光器开始工作的阈值电流的典型值为 6000 安培/厘米²，即总电流为 250 毫安。双异质结激光器能在室温下连续工作，体积小，使用方便，并能批量生产。因此，它们适用作光源，能直接用光纤连接。但对集成光学来说，这些器件无法与平面工艺相配合，因而微型激光器件无法与单片集成光路配合使用。

（二）分布反馈激光器

对于单片集成光路，激光器必须与平面工艺相适应，也即激光器的反馈必须以不同于解理的其他方式提供。由波导表面的波纹结构所引起的分布反馈对于各种平面工艺激光器来说，是最有希望的。

由于周期结构产生抑制频带效应，只要波纹光栅的周期是波导中光波半波长的整数倍，该波纹波导就会反射导波光。鉴于 GaAs 的折射率非常高（≈3.6），故由一价光栅反射 8240 埃的激光束所需要的波纹周期是 1150 埃。

分布反馈主要用于双异质结激光器，研制这种分布反馈双异质结激光器要求在波纹层上生长出单晶硅。在室温下以连续波工作许多小时的双异质结分布反馈激光器正是 GaAs 单片集成光路所需要的光源。

分布反馈激光器除了可与光波导连接以实现集成化以外，它还有高度的频率选择性、较低的阈值增益、良好的纵模与横模选择性，以及工作寿命较长等特点。其主要缺点是要求高质量的多层外延结构与精细周期结构（1000—3000 埃）。

第四节　集　成　光　路

在一个“细”小的衬底上制备出全集成光学系统乃是集成光学领域中的一个追求目标。目前，把很多不同种类的光学器件集成在一个单片上的努力尚处于实验室阶段。大规模集成的障碍在于：异质结激光器主要用 GaAs 化合物制成，而开关、调制器与无源器件等却大多采用其他损耗较小、且有较强电光效应的材料，如 $LiNbO_3$ 等制备。因此，解决大规模集成光学系统的一个切实可行的方法是混合集成，混合集成光路可以包括两种或两种以上互相连接在一起的材料。

目前，存在两种集成光路：单片式和混合式。单片式是将所有的光学器件集成在一块单晶片上，也即用同一种材料制作全部光学器件。混合式则是在一块衬底上采用不同的材料集

成不同的光学器件，然后再连成一个系统。制备这两种集成光路的主要材料详见表 14-5。

表 14-5　集成光路的主要材料

单片集成光路	混合集成光路			
	激光器	调制器	波导	探测器
$GaAs/Ga_xAl_{1-x}AS$	Nd,YAG	铁石榴石	混合石榴石	Si
GaInAs	GaAs	KDP	$A_xK_{1-x}DP$	Ge
$Pb_{1-x}Cd_xS/PbS$	波导He-Ne	$LiTaO_3$	$LiTaO_3$	$LiTaO_3$
CdTe/HgCdTe		$LiNbO_3$	$LiNbO_3$	GaAs
		ZnO	ZnO	PbS
		熔融硅	熔融硅	HgCdTe
		向列液晶	向列液晶	

随着集成光学的深入发展，它所涉及的材料不断增多。国外认为 GaAs 半导体材料是任何有源单片集成光路的基础材料，这已从贝尔实验室成功地将激光器、波导和探测器等三种器件集成在同一块 GaAs 衬底上得到初步证实。但是，$LiNbO_3$ 和 $LiTaO_3$ 的电光、声光系数比 GaAs 大，也是良好的波导和调制器材料。制作混合式集成光路时，一般多用扩散 Ta 的 $LiNbO_3$ 作为衬底材料，用 GaAs 作为光源材料。混合式的缺点是无源器件和有源器件之间的耦合问题不易解决。

图 14-39 示出的是激光器、光波导和调制器在同一衬底上集成的设计方案。图 14-40 示出了以 GaAs 为衬底的单片集成光路的设计方案。

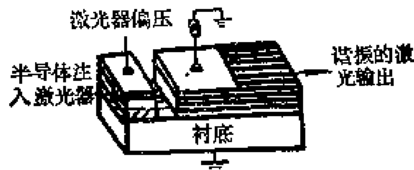


图14-39　激光器、光波导和调制器的集成方案

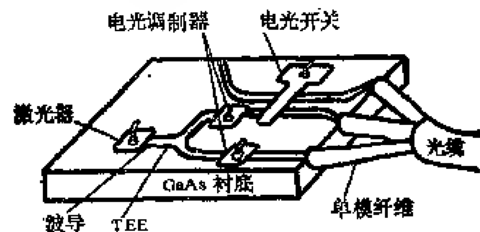


图14-40　单片集成 GaAs 发射器示意图

由图 14-40 可见，光发射器由 GaAs 衬底构成，其上外延生长或淀积了适当的无源和有源光学器件。由于 GaAs 和某些与其有关的化合物组合在一起能提供集成光学设备所必要的全部功能，即：波导、调制、偏转和激光发射等，所以 GaAs 能起到差不多相当于集成电路中硅的作用。因而现在很多人把 GaAs 视为“单片集成光学”技术的基础。

实现单片集成光路的主要障碍是工艺和材料这两类难题，这是集成光学研究工作中面临的最薄弱环节。实现集成光路主要应采用技术难度很高的单片集成方法，混合集成方法只不过是一种过渡性质的措施。混合集成方法的缺点是增加了各种不同功能的器件之间的连接的复杂程度。单片集成光路的进展则仍然取决于近期材料和工艺的发展。

第五节　集成光学的应用

早年研究工作的成绩主要表现在研制出符合要求的各种分立薄膜光学器件，如激光器、光波导、耦合器、调制器等。至于把各种功能的器件集成在一块衬底上的工作则至今尚处于

探索阶段。因此，集成光学的实际应用仍属展望性质，真正实现尚有待时日。

集成光学的潜在应用领域主要在光导纤维通信和光信息处理两方面。

一、光通信方面的应用

采用集成光学器件与利用纤维光缆的光通信是一门新的通信技术，可以解决目前通信带宽过分拥挤的问题。如今，光导纤维的研究工作比集成光路要成熟一些，光导纤维是光纤通信系统的动脉。国外光纤每公里最低损耗只有0.18分贝（波长为1.5微米），抗张强度为4.2×10^4公斤/厘米^2，制成的缆的最低损耗为2，4，10分贝/公里。激光器输出功率达250毫瓦，寿命一般达一万小时以上，最高可达10万至27万小时。GaAlAs激光器长期加速老化试验所得的寿命数据高达100万小时。光电转换式数字通信设备也已付诸使用。

采用集成光路的光纤通信，不仅有信息容量大的好处，还有尺寸小、重量轻、抗电磁干扰好、有较强的抗核辐射性、安全保密、避免短路和接地回路问题等一系列优点。目前，国外研制的光缆通信系统工作时均有电光和光电转换过程，其传输容量和传输距离均有一定限制。因此，必须探索全光通信系统。

随着集成光路技术的突破以及光纤损耗的降低，中继距离可扩大到200公里以上，长距离大容量的光通信最终将会实现。预计在九十年代可能实现长距离大容量的集成光路通信系统，而全光通信系统则是廿一世纪的远期目标。

二、光信息处理方面的应用

随着现代科学技术的发展，特别是开展宇航、原子能以及军事科学技术等方面的研究，对计算机的运算速度和存贮容量的要求越来越高。一般电子计算机已不能满足这方面的迫切需要。六十年代激光的出现和光学傅里叶变换的二维性优点启发人们的思路向光计算机方向发展。全部用光逻辑元件做成的光计算机能利用光信号进行演算、传输和处理信息。光计算机在理论上具有很大的存贮容量（10^{18}位）和很高的运算速度（每秒10^{10}—10^{11}次），比现有的电子计算机快100倍以上，存贮容量大100万倍。

由于实现全光计算机的技术难度很大，国外着重研制了光模拟计算机，这是一种利用光的干涉、衍射现象进行傅里叶变换信息处理的光学系统。美国已在地质勘探、资源普查、地震预测、电子对抗、人造卫星和雷达测绘侦察等方面应用光模拟计算机，并已显示出很大的优越性。光模拟计算机的运算速度虽高，但没有能力处理随时间变化的数据，性能也不易稳定，特高速性能不能充分发挥出来。因此，国外一直在探索全光数字计算机，但至今尚未取得实质性的突破。

集成光学在计算机方面的应用前景，主要是光贮存器、计算机的互连和输入、输出等方面。计算机之间或计算机各部分之间的通信要求高数据能力，光波导和集成光学连接件可以有效地为电子学提供器件。

参 考 文 献

〔1〕金锋、范俊清，集成光学（上册），国防工业出版社，13页（1981）。
〔2〕*Tamir, T.*，集成光学（中译本），科学出版社，22页（1982）。

〔3〕同〔1〕，30页.
〔4〕同〔2〕，24页.
〔5〕田炳耕，集成光学和光学波导中新的波现象（中译本），人民邮电出版社，51页（1981）.
〔6〕同〔1〕，15页.
〔7〕同〔2〕，28页.
〔8〕同〔1〕，37页.
〔9〕同〔2〕，33页.
〔10〕同〔2〕，46-54页.
〔11〕*Marcuse, D.*，介质光波导理论（中译本），人民邮电出版社，7—32页（1982）.
〔12〕同〔1〕，62页.
〔13〕王殖东，集成光学，科学出版社，97页（1980）.
〔14〕同〔1〕，65页.
〔15〕同〔13〕，113-117页.
〔16〕金锋、范俊清，集成光学（中册），国防工业出版社，36—38页（1982）.
〔17〕同〔13〕，118页.
〔18〕同〔2〕，170-198页.
〔19〕同〔13〕，119-125页.
〔20〕同〔2〕，262页，297-302页.
〔21〕同〔13〕，125-126页.
〔22〕同〔13〕，126-127页.
〔23〕同〔2〕，282-291页.
〔24〕同〔13〕，103-109页.

第十五章　视觉光学

视觉在人的感觉器官中是接收信息最多的一个。有关视觉问题的研究，渗透了多种学科，目前十分活跃。其内容和方法大体如图15-1所示[1]。

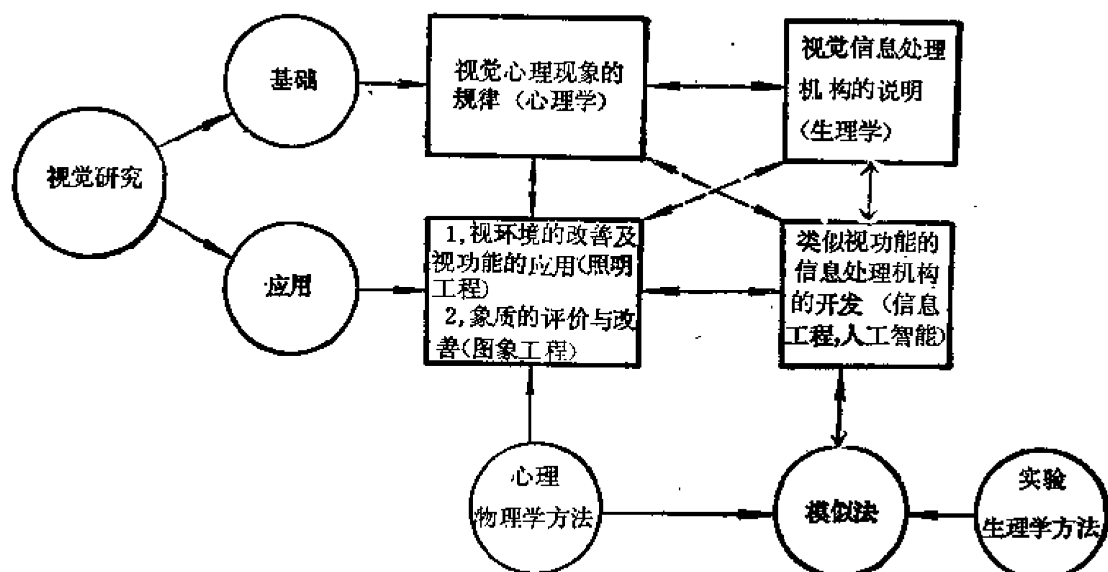


图15-1　视觉研究的基础和应用

其中，作为基本研究方法有三种：

①心理物理学方法　研究刺激条件和由此而产生自觉感觉之间的关系，找出其规律性。

②实验生理学方法　直接用人或与人的感觉器官基本相似的动物进行解剖研究。

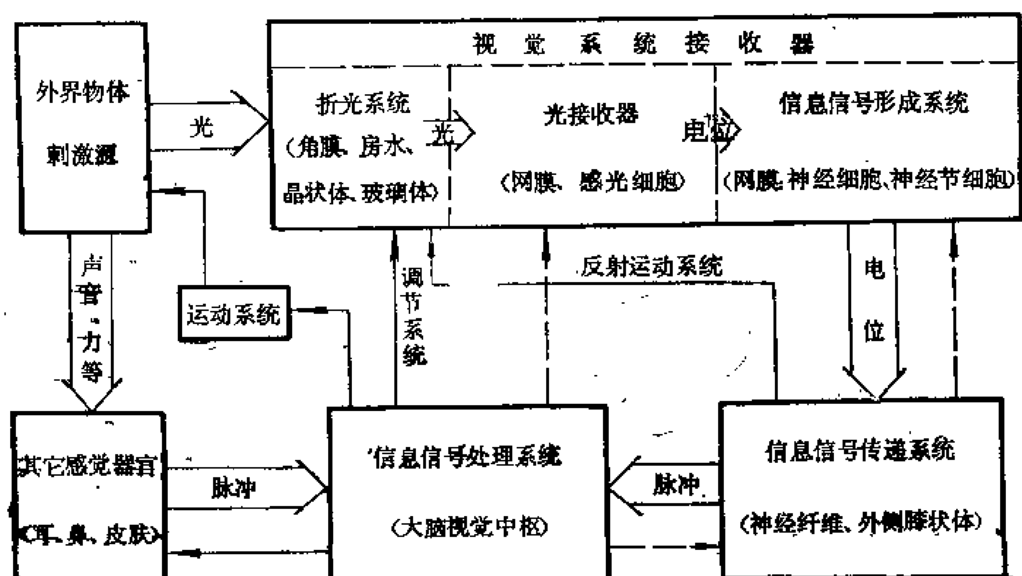


图15-2　视觉的基本过程

③模拟法 据前两种方法得出的规律和数据，建立类似视功能的模型，模拟信息传递和处理机构，进而再做详细分析、讨论。

人们看见外界，无疑是通过眼睛的作用。而真正认识外界，使“心灵”获取丰富的视知觉的，乃是网膜上的图像经过各种细胞的作用和反应，再传到大脑视区形成的。外界光信息，即空间强度分布、时间强度变化以及一定的光谱分布基本上按图 15-2 [2] 所示的过程进行传递和处理。

第一节 眼折光系统

一、眼球的组成与光学常数

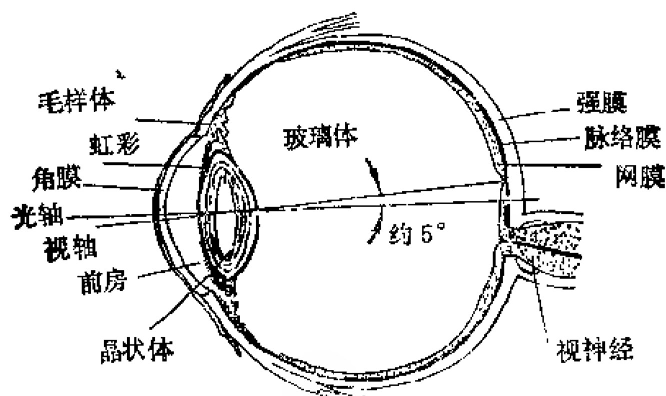


图15-3 人右眼水平断面图

人眼的构造如图 15-3 所示，是由角膜、网膜和巩膜等围成的直径约为24毫米的球体。光通过透明的角膜、房水、晶状体和玻璃体折射，在网膜上成像，构成眼的光学成像系统。按习惯，把对称轴称作光轴。晶状体节点和中心凹的连线称作视轴，表示视线方向，光轴和视轴的夹角大约为5°。

角膜

角膜是接收光信息的最先部分，其折射率与外界空气有很大差别。角膜的面形一般为非球面，但与球面差别不大。光焦度为 $\varphi_{t}=\varphi_{a}+\varphi_{p}+d\varphi_{a}\varphi_{p}$。其中，$\varphi_{a}$ 和 φ_{p} 分别为前表面和后表面的光焦度（$\varphi_{a}=48.83\,D$；$\varphi_{p}=-5.88\,D$；D 为屈光度。），d 为角膜厚度。当认为角膜是单一的折射面时，则整个角膜的等价光焦度是 43.05 D。

房水

前房深约 2.4—4.2 毫米，老人和儿童稍浅。眼调节时受晶状体厚度变化的影响，深度也有改变。前房充满房水，其比重约为 1.0036—1.012，折射率与玻璃体基本相同。房水主要为角膜和晶状体提供营养，对成像不起什么作用。

瞳孔

虹膜当中的圆孔叫瞳孔。它由缩瞳肌和扩瞳肌控制，随入射光强、感情和辐辏的变化，其直径可以改变（扩瞳和缩瞳）。瞳孔有限制入射光量的作用，相当于照相机的光栏。

晶状体

晶状体是具有一定弹性的物质，在眼的折光系统中是一个有调节能力的成像物镜。其大小为 ϕ9—ϕ9.5，形状很象凸透镜，厚度约为3.6毫米，光焦度为 +19.11 D。它的前表面为旋转抛物面，后表面是旋转椭球面。前表面比后表面有更强的调节能力。因此，眼的调节一般说来，主要是通过前表面曲率变化来实现。前表面曲率半径在放松状态时约为 +10.2—+10.9 毫米，调节紧张时约为 +5.5—+6.5 毫米。后表面曲率半径在放松时约为 −6.0—−6.17 毫米，调节紧张时为 −5.33 毫米。晶状体与普通光学玻璃透镜不同的另一特点是它具有分层的结构，越靠近中心核其折射率越高。这种折射率的非均匀分布有利于减少像差和提高折光能力。

玻璃体

玻璃体是具有一定弹性和流动性的物质。它使晶状体和网膜之间保持着一定的距离，占据了眼轴长（24 毫米）的大部分空间。其折射率大致与房水相同（$n=1.336$）。

眼球各组成部分的几何光学常数列入表 15-1[3]，各部分的光谱透射率见图 15-4[4]。

表 15-1　人眼光学常数

(a) 曲率半径

		发表者	水平	竖直
角膜	前面	中村	7.43～7.33	7.4
		王	7.56	7.42
		井上	7.5	7.4
		足利	7.5	7.4
		奇尔宁	7.865	
		多甘，唐德尔斯	7.62—7.76	7.66
		亥姆霍兹		7.73
		古尔斯特兰德	7.8	7.8
		阿达米克	6.9	7.2
		埃维巴赫	8.01	
		施沃尔贝	7.8	7.7
		施滕斯特勒姆	7.86	0—0.26
		沃因奥	8.00747	
	后面	奇尔宁	6.22—6.5	
		古尔斯特兰德	6.57—6.6(6.83)6.7	

	发表者	前面	后面
晶状体	诺登森	抛物面	椭圆面
	奇尔宁	10.2	-6.17
	施塔德费尔德	10.9	
	亥姆霍兹(1896)	10.4	-6.1
	埃维巴赫	10.4	-6.0
	古尔斯特兰德 调节	10.4 5.33	-6.0 -5.33
	亥姆霍兹 调节	10.0 6.0	-6.0 -5.5

(b) 厚度

	发表者	中心	周边
角膜	克劳思	1.37	1.37
	诺登森	0.481	0.558—0.551
	奇尔宁	0.5	
	柏莱克斯	0.482—0.668	
	林兹泰特	0.46—0.51	
	古尔斯特兰德	0.5	
	亚克费尔德	0.8	
	小口	0.9	
	庄司	0.5	
	吉本	0.421—0.799(0.590)	
	巴尔	0.565	
	莫里斯	0.53—0.54	
晶状体	4.5—5.0		
玻璃体	按模型眼 16.8		

	折射状态 发表者	正常	远视	近视
前房	齐曼	3.60	3.55	3.97
	埃维巴赫	3.4	3.5	3.6
	霍斯特曼	3.0066	3.009	3.226
	普朗滕格尔	3.06	2.866	3.267
	進藤	3.42	3.01	3.86
	年龄 发表者	**青年**	**壮年**	**老年**
	進藤	3.41 (16—30岁)	3.31 (31—50岁)	3.24 (51—78岁)
	林兹泰特	3.704 (15—30岁)	3.42 (31—50岁)	3.213 (51—80岁)
	雷德尔	3.57 (25岁)	3.42—3.16 (35—59岁)	3.04 (6[illegible]岁)

续表

(c) 折　射　率

	发表者	折射率
角膜	古尔斯特兰德	1.376
	勒恩斯泰因	1.3739
	奇尔宁	1.393
	舍茨	1.3935
	贾沃尔	1.3375
	乔赛特	1.33
	克劳恩	1.3507
	马蒂森	1.3763
	马蒂森	1.377
	奥贝尔特	1.377
前房液	哈根	1.33532—1.3354
	亥姆霍兹	1.3365
	福里塔格	1.33419
	哈劳尔	1.3350—1.3360
	広濑	1.3354
晶状体	恩格尔	1.2734—1.547
	马蒂森	1.4367
玻璃体	德鲁斯特尔	1.3394
	亥姆霍兹	1.3382
	海因	1.3315
	福里塔格	1.33403
	舍茨	1.3354—1.3356
	哈劳尔	1.3354—1.3355
	田川	1.3356
	里纳尔迪	1.3333
	広濑	1.33537

(d) 晶状体部分折射率

发表者	皮质	中质	核质	Δn
杨			1.447	
乔赛特	1.338		1.395	0.057
布儒斯特	1.3767	1.3786	1.399	0.0223
赛尼夫	1.374		1.453	0.079
克劳泽	1.4053	1.4294	1.454	0.0148
马蒂森	1.3880	1.4060	1.4107	0.0227
奥贝尔特	1.3960		1.4106	0.0146
海因	1.3749	1.3859 1.4074	1.4240	0.0191
哈杰特	1.3771	1.3867 1.3982	1.4097	0.0276
田川			1.4022	
亥姆霍兹	1.396		1.45	0.054
古尔斯特兰德	1.386		1.406	0.020

(e) $(n_F - n_C)$

名　称	$n_F - n_C$	发表者
玻璃体	0.004	孔斯特
晶状体皮质	0.005	罗布
等质晶状体	0.006	

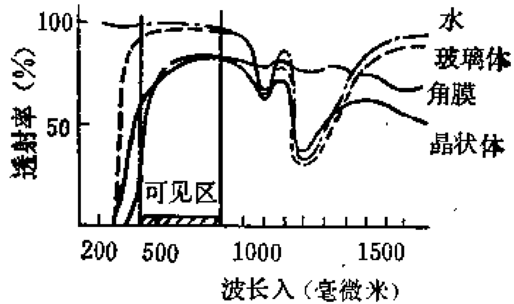


图15-4 眼各部分的光谱透射率曲线

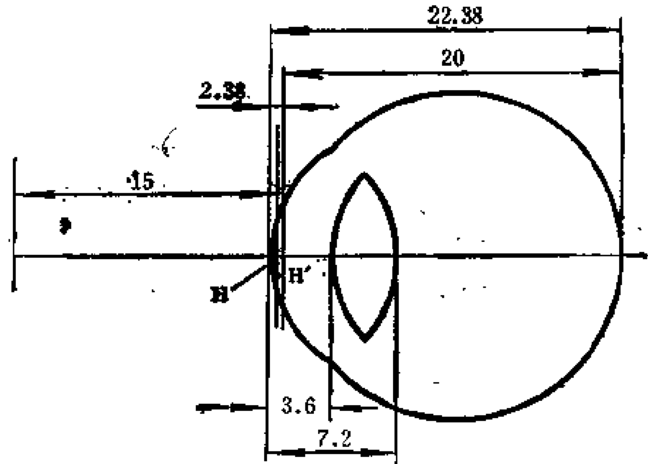


图15-5 亥姆霍兹模型眼

二、模型眼

表 15-1 是根据解剖学得到的实测数据。人们为了计算眼的折光系统光学性能和某些研究工作的方便，取其平均值把各折射表面模拟成光学表面并认为折射率是均布的，有的还可用光学介质制作。这种眼叫做模型眼（或眼模型）。有代表性的是亥姆霍兹和古尔斯特兰德模型眼。

亥姆霍兹模型眼如图 15-5[5]所示。它仅有三个折射面。稍加修改后的各种光学常数列入表 15-2[6]。

古尔斯特兰德模型眼有Ⅰ号和Ⅱ号两种。Ⅰ号眼也称精密模型眼。该眼将晶状体模拟成

表 15-2 亥姆霍兹模型眼光学常数

	曲率半径	至角膜距离	光焦度（D）
角 膜	8	0	41.6
晶状体前面	10(6)	3.6	12.3
晶状体后面	－6	7.2	20.5
晶 状 体			30.5
晶状体前主面		5.7	
晶状体后主面		6.06	
眼			66.6
眼的前主面		1.96	
眼的后主面		2.38	
眼的前焦面		－13.04	
眼的后焦面		22.38	
眼的前节面		6.96	
眼的后节面		7.38	

折射率：

前房液 n_2——4/3　晶体状 n_3——1.45　玻璃体 n_4——4/3

入瞳位于距角膜3.04毫米，大小是实际瞳孔的1.15倍；出瞳离角膜3.72毫米，大小是实际瞳孔的1.05倍。

带有一个均质的内核。Ⅱ号眼没有内核，称作简化模型眼。它们在放松和调节状态时的光学参数列入表 15-3[7]。

表 15-3　古尔斯特兰德模型眼

		古尔斯特兰德Ⅰ号		古尔斯特兰德Ⅱ号	
		（放　松）	（调　节）	（放　松）	（调　节）
曲率半径（毫米）	角膜前面	7.7	7.7	7.8	7.8
	角膜后面	6.8	(6.8)	—	—
	晶状体前面 晶状体后面	10.0 －6.0	5.33 －5.33	10.0 —	5.33 —
	晶体核前面 晶体核后面	7.911 －5.76	2.655 －2.655	— —	— —
折射面位置（毫米）	角膜前面 角膜后面	0 0.5	0 0.5	0 —	0 —
	晶状体前面 晶状体后面	3.6 7.2	3.2 7.2	— —	— —
	晶体核前面 晶体核后面	4.146 4.565	3.8725 6.5275	— —6.0	— —5.33
	晶状体光学中心	—	—	5.85	5.2
折射率	空　　气			1.00	1.00
	角　　膜	1.376	(1.376)		
	房　　水	1.336	(1.336)	1.336	
	晶 状 体	1.386	(1.386)	1.413	
	晶 体 核	1.406	(1.406)	—	—
	玻 璃 体	1.4085	1.426	1.336	1.336
光焦度（D）	角膜前面 角膜后面	48.83 －5.88	(48.83) (－5.88)	＋43.08 D —	＋43.08 D —
	晶状体前面 晶状体后面	5.0 8.33	9.375 9.375	＋7.70D ＋12.83D	＋15.4 D ＋15.4 D
	晶 体 核	5.985	14.96	—	—
各基点位置参数（毫米）	角膜前主点	－0.0496	－0.0496	0	0
	角膜后主点	－0.0506	－0.0506	0	0
	角膜前焦点	－23.227	－23.227	－23.214	－23.214
	角膜后焦点	－31.031	－31.031	31.014	31.014
	晶状体前主点	5.678	5.145	5.85	5.2
	晶状体后主点	5.808	5.255	5.85	5.2
	晶状体焦距	69.908	40.416	65.065	40.485

续表

		古尔斯特兰德Ⅰ号		古尔斯特兰德Ⅱ号	
各基点位置参数（毫米）	眼整体前主点	1.348	1.772	1.505	1.821
	眼整体后主点	1.602	2.086	1.631	2.025
	眼整体前焦点	−15.707	−12.397	−15.235	−12.355
	眼整体后焦点	21.387	21.016	23.996	−20.963
	眼整体前节点	7.078	6.533	7.130	6.583
	眼整体后节点	7.332	6.847	7.256	6.783
	眼整体前焦距	−17.055	−14.169	−16.740	−14.176
	眼整体后焦距	22.785	18.930	22.365	18.958
	黄斑部位置	24.0	24.0	24.0	24.0
	近点位置	+1.0	−9.6	0	−9.7
		—	−102.3	—	−100.8
	入　瞳	3.047	2.688	—	—
	出　瞳	3.667	3.312	—	—
	旋转点	13.0	13.0	—	—

三、像差与MTF

由于网膜周边部分视锥细胞分布稀少，像散、彗差等轴外像差不怎么起作用，所以眼折光系统的像差主要是球差和色差。

当调节放松时，纵向球差为 $+0.3D$，约为0.16毫米，随调节将稍有改变。在瞳孔边缘球差可达 $+3.0D$，但常见的为 $0.50—1.00D$。

色差是指眼睛在聚焦黄色光时，对于蓝光则聚焦于网膜之前，对于红光则聚焦于网膜之后。据伊万诺夫求得，对于 C 线为 $-0.26D$，对于 F 线为 $+0.67D$，两焦点之间约有 $0.9D$ 的间隔。

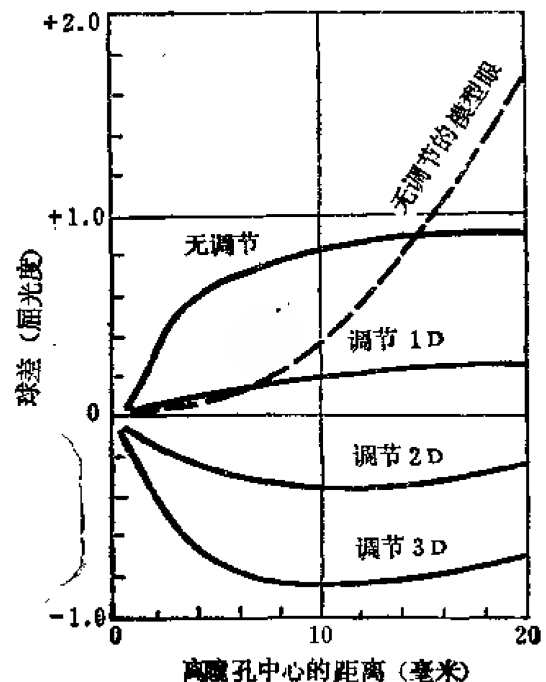


图 15-6　眼的球差曲线

据伊万诺夫1952年测定，对于不同的调节状态得出球差曲线，其平均值见图15-6[8]。从图可见，自瞳中心到0.5毫米范围内球差变化显著，当离瞳中心更远时变化率较小。还可以看出，当眼调节时，球差以校正不足向校正过度变化，在调节为 $1.00—2.00D$ 的范围内球差是最小的。

色差曲线为图15-7[9]。这是伊万诺夫测试11人的平均结果。图15-8[10]是调节与聚焦波长的关系。这是用不同波长的光照射实验目标物，同时改变目标物与受验者之间的距离，以得到不同的调节量，从而建立调节量与聚焦于网膜的各种波长的关系。可以看到，无调节眼对于红光比黄光能更好地聚焦于网膜；当调节刺激为 $2.5D$ 时，更好的聚焦波长是蓝绿光

（约 500 毫微米）。这意味着，眼的调节量比光谱最亮部分在网膜上聚焦所达到的调节量要小。

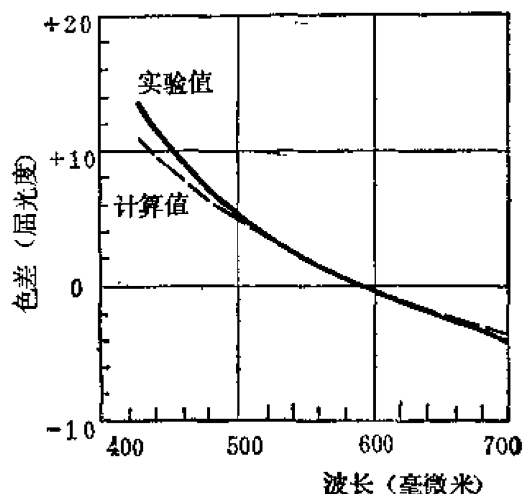


图 15-7 眼的色差曲线

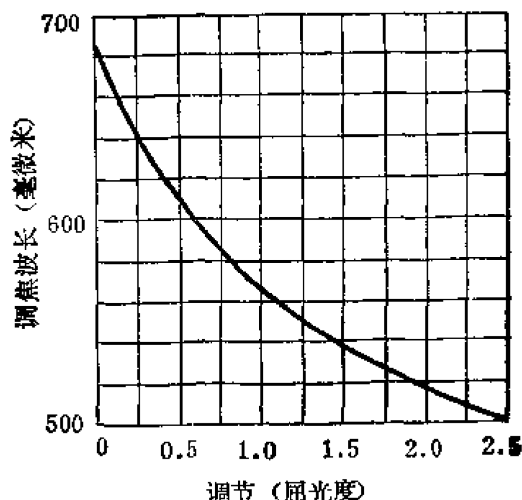


图 15-8 调节与波长关系曲线

假如把眼折光系统的像差忽略掉而看成完善的光学系统，则其点光源的艾利圆半径为 0.78 角分（$\lambda=555$ 毫微米，瞳孔 3 毫米），其扩散函数可用 $f(x)=e^{-0.7x}$ 等近似公式表示[11]。当瞳孔直径在 2 毫米以下时，衍射的影响明显，大于 6 毫米时，扩散函数显著变差。图 15-9[12] 示出各种瞳孔直径时的线扩散函数曲线，其中间较窄的曲线表示相应孔径的衍射结果。

眼折光系统同一般光学成像一样可以用调制传递函数 MTF 表示其成像性能，如图 15-10 所示[13]。图中的点划线是当 $\lambda=632.8$ 毫微米，瞳孔直径为 2 毫米时的理想 MTF 曲线；带有"∘"标记的曲线与它附近的实践是 2 毫米的瞳孔用不同测量条件得出的，说明眼折光系统的 MTF 是不受成像以外的条件影响的。当瞳孔直径改变时，MTF 曲线有很大差别，这种差别认为是折光系统像差带来的。

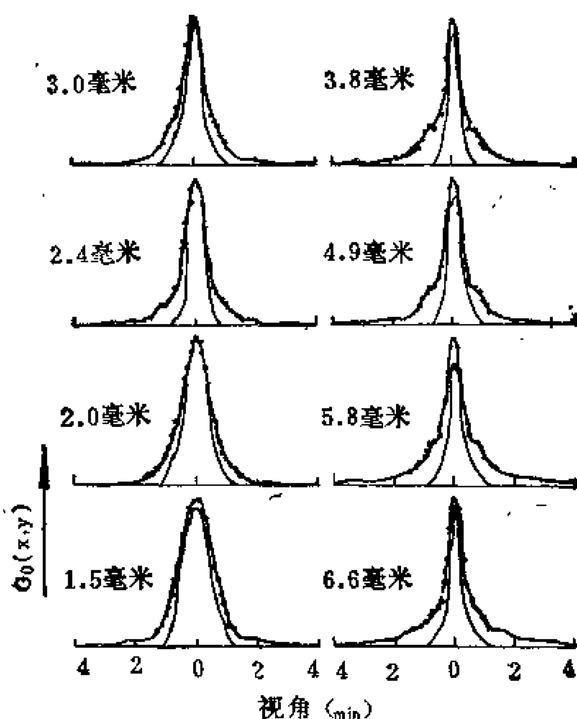


图 15-9 线扩散函数曲线

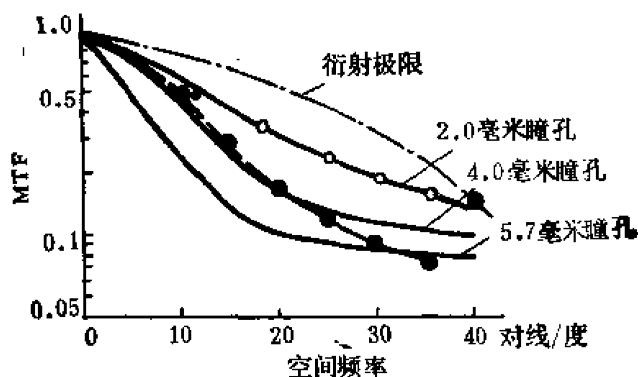


图 15-10 眼折光系统的 MTF 曲线

四、调 节

眼折光系统是精密而灵活的。它在完成光学成像过程中，由于晶状体具有改变曲率半径、厚度和折射率的能力，则能适当地改变其后焦距，使不同距离的目标物能在网膜上成像最佳。通常，把这种自身不断改变折光的能力叫做调节。由于调节，晶状体前表面曲率半径变化范围将达 10.0—5.6 毫米，后表面变化为 6.0—5.5 毫米，其中以前表面变化为主。对折射率的变化可以忽略。

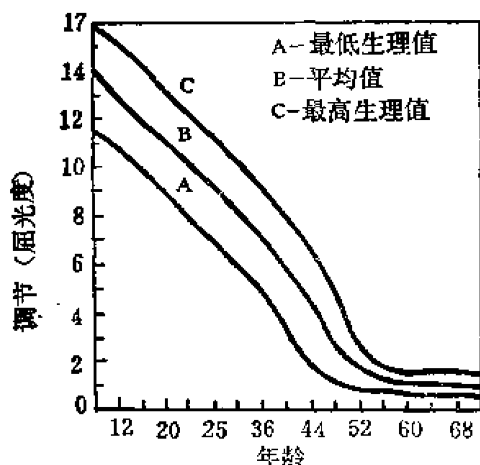


图 15-11[14] 不同年龄的调节力

眼的调节处于完全放松状态时所注视的目标处称为远点；当调节得最紧张时所注视的目标处称为近点。以屈光度为单位表示的远点和近点之差称为调节幅度或调节力。$\left(\text{调节力}=\dfrac{100}{\text{目标距离(米)}}\right)$。该调节力主要随年龄增长而降低（见图 15-11）。

五、瞳孔的变化[15]

可以说瞳孔是另一种调节机构。它可以通过直径的变化调节光通量、改变晶状体的球差和色差。瞳孔大小随入射光强弱而改变——缩瞳和扩瞳。当光屏亮度为 B 坎德拉/米²时，瞳孔的直径 δ 近似为如下的经验公式

$$\delta = 4.90 - 3.00\tanh(0.400\log B) \qquad (15-1)$$

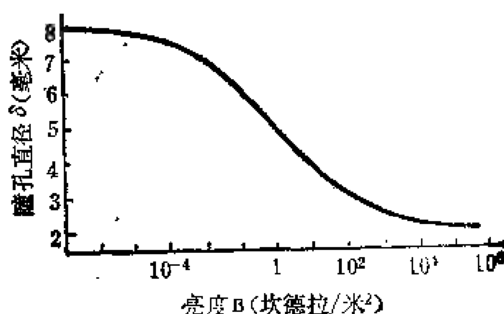


图 15-12

并由图 15-12 表示。

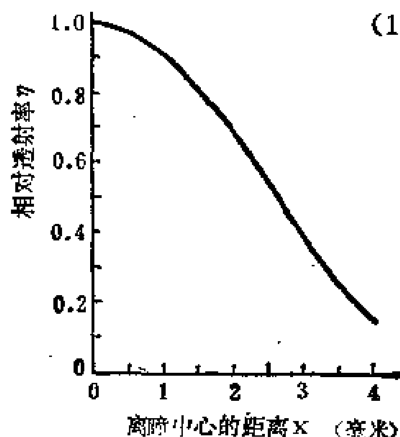


图 15-13 相对方向性效率曲线

在明亮场合，瞳孔的不同位置将有不同的透光效率，亦即斯-柯效应。据经验公式有

$$\eta = 1 - 0.085x^2 + 0.002x^4 \qquad (15-2)$$

其中，x 为入射光位置离瞳孔中心的距离，η 为相对方向性效率，可以认为是瞳孔相应位置上的相对透射率（见图 15-13）

已知，网膜照度和亮度与瞳孔面积 S 成比例。考虑了斯—柯效应之后，该瞳孔面积应是满足 η 式的有效面积 S_e。这时，

$$S_e = \frac{1}{4}\pi\delta^2[1 - 0.85(\delta^2/8) + 0.002(\delta^2/48)] \qquad (15-3)$$

B、δ、S_e 及 BS_e 的各种数值列入表 15-4。

表 15-4　B，δ，S_e 及 BS_e 的数据

B(坎德拉/米²)	δ(毫米)	S_e(毫米²)	$B \cdot S_e$	$B \cdot S_e$ (δ_e=2毫米)	B(坎德拉/米²)	δ(毫米)	S_e(毫米²)	$B \cdot S_e$	$B \cdot S_e$ (δ_e=2毫米)
1×10^{-6}	7.85	24.4	2.44×10^{-5}	0.301×10^{-5}	1	4.90	14.6	14.6	3.01
2×10^{-6}	7.84	24.4	4.88×10^{-5}	0.602×10^{-5}	2	4.54	13.0	26.0	6.02
5×10^{-6}	7.81	24.3	1.22×10^{-4}	0.151×10^{-4}	5	4.08	11.0	55.0	15.1
1×10^{-5}	7.79	24.3	2.43×10^{-4}	0.301×10^{-4}	10	3.76	9.53	95.3	30.1
2×10^{-5}	7.76	24.3	4.86×10^{-4}	0.602×10^{-4}	20	3.47	8.32	1.66×10^{2}	0.602×10^{2}
5×10^{-5}	7.71	24.1	1.21×10^{-3}	0.151×10^{-3}	50	3.13	6.92	3.46×10^{2}	1.51×10^{2}
1×10^{-4}	7.67	24.1	2.41×10^{-3}	0.301×10^{-3}	1×10^{2}	2.91	6.07	6.07×10^{2}	3.01×10^{2}
2×10^{-4}	7.60	23.9	4.78×10^{-3}	0.602×10^{-3}	2×10^{2}	2.72	5.06	1.01×10^{3}	0.602×10^{3}
5×10^{-4}	7.50	23.6	1.18×10^{-2}	0.151×10^{-2}	5×10^{2}	2.52	4.66	2.33×10^{3}	1.51×10^{3}
1×10^{-3}	7.40	23.4	2.34×10^{-2}	0.301×10^{-2}	1×10^{3}	2.40	4.25	4.25×10^{3}	3.01×10^{3}
2×10^{-3}	7.28	23.1	4.62×10^{-2}	0.602×10^{-2}	2×10^{3}	2.30	3.92	7.84×10^{3}	6.02×10^{3}
5×10^{-3}	7.08	22.6	1.13×10^{-1}	0.151×10^{-1}	5×10^{3}	2.20	3.61	1.81×10^{4}	1.51×10^{4}
1×10^{-2}	6.89	22.9	2.29×10^{-1}	0.301×10^{-1}	1×10^{4}	2.13	3.39	3.39×10^{4}	3.01×10^{4}
2×10^{-2}	6.67	21.3	4.26×10^{-1}	0.602×10^{-1}	2×10^{4}	2.09	3.27	6.54×10^{4}	6.02×10^{4}
5×10^{-2}	6.33	20.2	1.01	0.151	5×10^{4}	2.04	3.13	1.57×10^{5}	1.51×10^{5}
0.1	6.04	19.2	1.92	0.301	1×10^{5}	2.01	3.04	3.04×10^{5}	3.01×10^{5}
0.2	5.72	17.9	3.58	0.602	2×10^{5}	1.99	2.98	5.96×10^{5}	
0.5	5.26	16.0	8.00	1.51	5×10^{5}	1.96	2.90	1.45×10^{6}	

第二节　光信息的接收与加工

一、网膜的组织结构

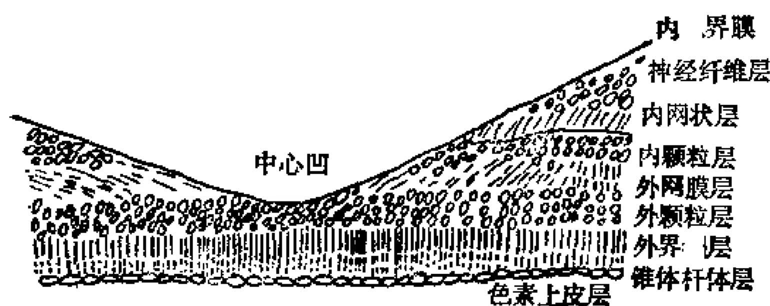


图 15-14[16]　网膜的组织构造

网膜可以看成是眼光学系统的成像面，或者光信息的接收器。如图 15-14 所示，网膜具有复杂的多层结构，厚度约为 1.0—1.5 毫米。从玻璃体一侧开始，有内界膜、神经纤维层、神经节细胞层、内网状层、内颗粒层、外网状层、外颗粒层、外界膜、视锥和视杆细胞层及色素上皮层。

二、视力（分辨）与 MTF

网膜接收光信息，是由光感受细胞（视锥和视杆细胞）承担的。感光细胞总数共有一亿七千万个，它们的形状、功能和分布有所不同。视杆细胞直径为 2-4 微米，长 60 微米，呈细圆柱状。视锥细胞在不同位置上有不同的大小，其直径约为 2-6 微米，长度比视杆细胞稍短。视锥和视杆细胞在网膜上的分布密度见图 15-15。视锥细胞集中分布在中心凹。中心凹

外径约5°（或1.5毫米），视杆细胞则分布在这以外，在15°地方密度最高。这种分布的结果对视力等视觉功能有着直接关联。

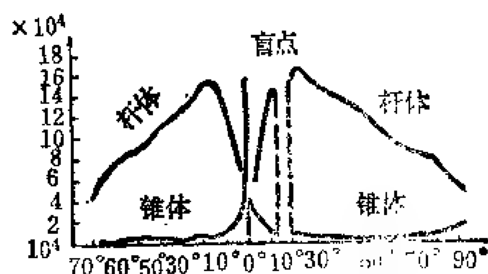


图15-15　感光细胞的分布密度

视力是网膜的一项重要的光学特性。它表示能分辨二元物体形状和位置的能力或者能辨认目标细节的能力，也称视锐度。

视力或中心视力主要反映网膜中心凹的视功能，也就是眼分辨最小目标物的能力，它取决于视锥细胞。所以网膜上视力分布都决定于视锥细胞的分布（见图15-16）。

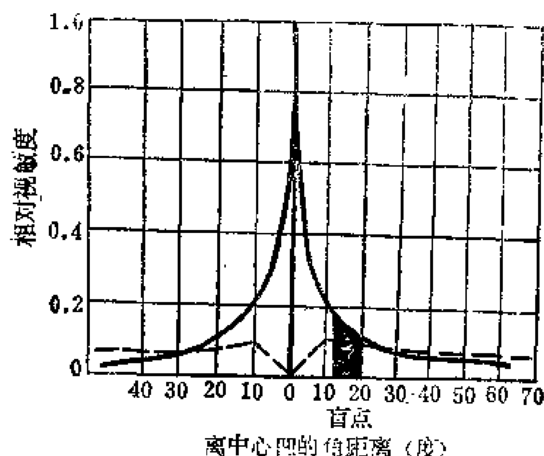


图15-16　网膜上的视力分布

测量视力，国际眼科学会是取用最小分离阈的概念(17)，即把能分辨两点或两线的最小间隔规定为视力。在工程光学上视力相当于光学系统极限鉴别角。当认为眼折光系统是理想光组时，取瞳孔直径为2毫米，按瑞利定义极限分辨角为1′。该1′的角度相当于在网膜上的像约为4.9微米，这大约是一个视锥细胞的直径。对于距离眼睛5米远的目标物，该1′角度相当于1.46毫米。在临床医学上就用该1.46毫米规定为视标的细节单位，叫做1分视角，亦即正常眼的最小视角。

常用的视标有“E”形和“C”形，“C”形也称兰道环视标。它们都是以1′视角的五倍（5′视角）作为面积而制成，规定线条的宽度与开口大小都是1′视角。用这两种视标检查视力V时，按下式计算：

$$V=\frac{D'\text{-受验者与视力表的距离}}{D\text{-正视眼能辨认的距离}} \qquad (15\text{-}1)$$

例如，按施内伦视力表规定，如果在6米处恰能分辨5′视角构成的字（即正视眼能辨认这一行字的正常距离），则视力

$$V=\frac{6}{6}=1.0$$

如果在6米处观察，只能分辨正视眼在10米处分辨的一行字，则视力即为6/10＝0.6。

我国采用“E”形视标（见图15-17），是根据同样原理把视力直接用小数记法表达出来。它共分12组，标准距离规定为5米。第一组视标细节为10′视角，对应视力为0.1；第二组（5′视角）对应视力为0.2……，第十二组（0.67′视角）对应视力为1.5。

以上是以1′视角作为人眼的鉴别极限的．但实际上由于照明、衬度等影响，极限鉴别角远大于1′；而在理想条件下鉴别角仅取决于网膜中心凹视锥细胞的大小。例如，如认为视锥细胞为2.5微米，则相应的鉴别角仅为30″。

另外，对外形变化，单线的错移和对粗细的分辨将有更高的能力。例如，分辨线条的错移可达2—10″（见最小识别阈），这时的网膜像远比视锥细胞直径小得多。这是由于网膜不时地做微运动，线条的错移总有机会处于二相邻的视锥细胞上，因而能分辨比它直径还小的细节。

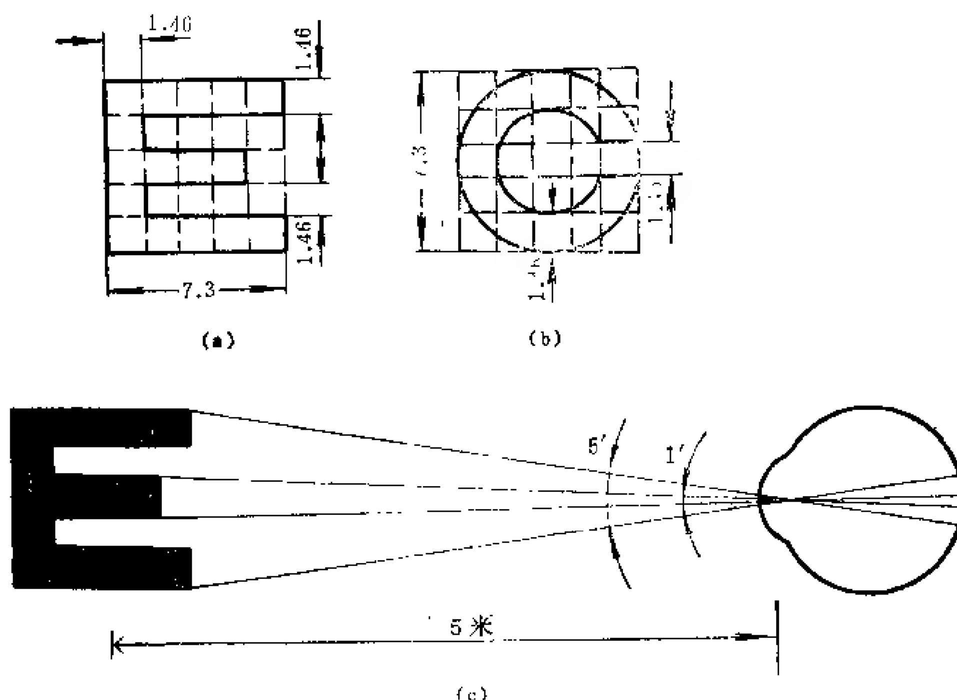


图15-17 视标细节单位与视角。(a)—E形视标；(b)—c形视标；(c)—E形视标与5′视角；

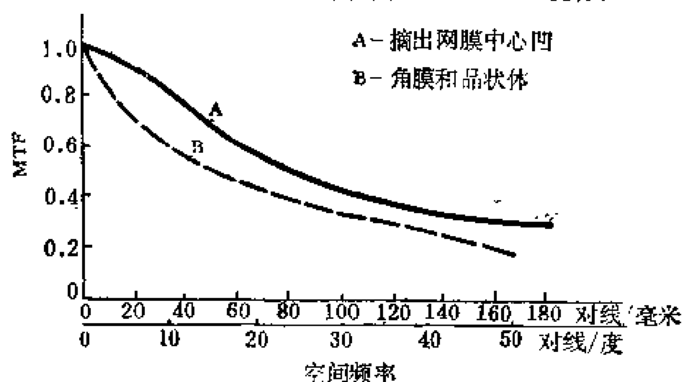


图15-18 摘出网膜中心凹的MTF曲线

视力或分辨与照明条件、目标结构等多种因素有关。自从光学上确立了光学传递函数理论以来，也认为眼折光系统和网膜是相继成像的线性系统。于是，描述分辨细节的能力，近年来已有采用调制传递函数——MTF。图15-18是摘出网膜中心凹的MTF曲线[18]。

三、光谱特性

感光细胞对不同波长会产生不同的视觉机制。就区分明暗而言，有两种情形：在暗刺场合，观察面亮度低于0.001尼提时视杆细胞起作用，其视见灵敏度曲线为图1-1之V'_λ；又称为暗视觉曲线或周边视觉曲线；在明亮场合，观察面亮度在1尼提以上时，视锥细胞起作用，其相对视见灵敏度曲线为图1-1之V_λ，又称亮视觉曲线或中央视觉曲线。V'_λ和V_λ已由国际照明委员会（CIE）规定叫做暗视觉的和明视觉的光谱光效率函数。从图可见，V'_λ和V_λ形状一致，只是V'_λ偏于短波，对长波不敏感。

视锥细胞除了在明暗场合有感觉明暗的功能外，还有感色的功能。研究证明，单个的视锥细胞分别在570毫微米、533毫微米、448毫微米三处有光谱吸收峰值，如图15-19所示[19]。可以认为该吸收光谱的分布代表了视锥细胞对波长（颜色）的敏感特性。

当刺激光的光谱分布为$L(\lambda)$，感光细胞的光谱灵敏度为$f(\lambda)$时，则受到光刺激的强度表示为$I=\int L(\lambda)f(\lambda)d\lambda$。这样，如将$f_R(\lambda)$，$f_G(\lambda)$，$f_B(\lambda)$和$f_r(\lambda)$分别表示为视锥细胞

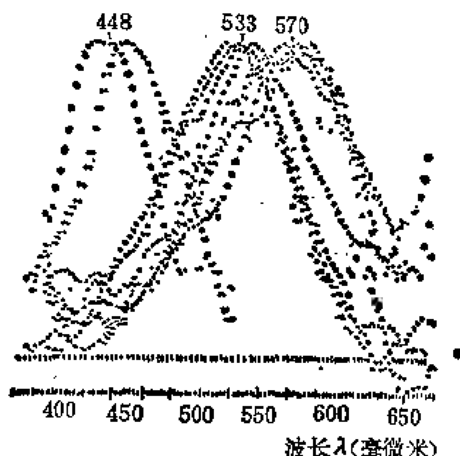


图15-19　视锥细胞的光谱吸收曲线

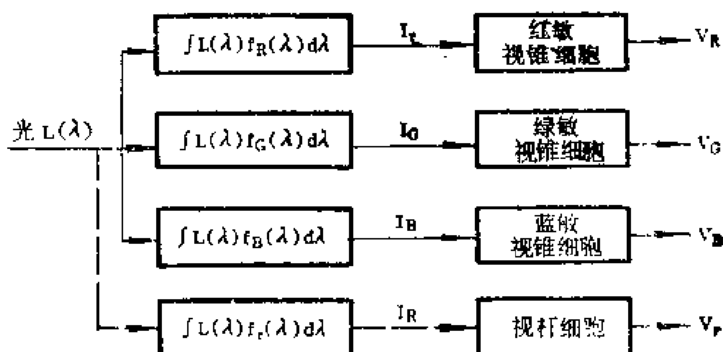


图15-20　感光细胞对色光反应方块图

的光谱灵敏度时，分别有 V_R，V_G，V_B 和 V_r 的输出，如图 15-20 所示[20]。在暗弱光的场合，具有三种光谱灵敏度的视锥细胞不活动，只有视杆细胞有输出，即 V_r，这时只有明暗感受而不产生颜色。当在明亮环境下，视杆细胞的输出饱和，起作用的是具有三种光谱灵敏度的视锥细胞。它们的输出信息 V_R，V_G 和 V_B 通过在联接它们的神经通路上进行处理，产生了色觉。作为色度学有名的杨-亥姆霍兹三色理论认为任何一种颜色都是相互独立的三原色按相应的比例混合而成的。这与存在三种视锥细胞的生理特性是相符的。

四、适应及感光灵敏度

当照明条件改变时，人眼能通过其生理过程对接收到的光强进行一定的"调节"使视觉感受得到足够的增强或减弱，以获取良好的视觉。这样的一个过程叫做适应。当从亮到暗和从暗到亮的适应分别叫做暗适应和亮适应。

暗适应即在暗场中从中央视觉转为周边视觉的结果。这时，它具备二种机制：瞳孔大小的变化和视杆细胞的感光化学物质的变化。但是瞳孔直径只能改变2—8毫米，使进入瞳孔的光束改变仅约 10—20 倍。显然，这个范围是有限的。因此暗适应的过程主要是视杆细胞的作用。

视杆细胞内有一种紫红色的感光物质-视紫红质，类似感光乳剂的作用。当曝光时，视紫红质被破坏而褪色；当眼睛于暗场中，它又重新合成而恢复其红紫色，也恢复了感光性。暗适应的过程即与此过程相对应。

完全暗适应状态下，视杆细胞有极高的灵敏度。假定视杆细胞只有吸收 n 个或 n 个以上的光量子时才感光，那么认为 $n=5$—7 个，另一种讨论方法认为 $n=14$ 个。总之，可以认为视杆细胞能感光的最少量子数应为 $n=5$—14 个（而刺激一个视锥细胞则需要量子数为 7 个以下到 5 个）[21]。

感光细胞对不同适应光的灵敏度是不同的。通常把 $\Delta B/B$ 定义为阈值，其倒数为灵敏度。其中，ΔB 为感受的最小光强刺激，B 为适应光强。ΔB 与 B 的关系用对数坐标表示时，称作阈值对亮度关系曲线，简称 $t.v.r$ 曲线，如图 15-21 所示[22]。对于视杆和视锥细胞同样都有其 $t.v.r$ 曲线（见图 15-22）。不论哪种细胞，随适应光的增强，灵敏度都下降。当灵敏度变化到某种程度时，即使适应光增强，而 $\Delta B/B=$ 常数。这时称为满足韦伯定理。在各种适应光 B 的情况下，$\Delta B/B$ 的数值[23]列入表 15-5。可见，亮度从 40—2000 阿熙提的

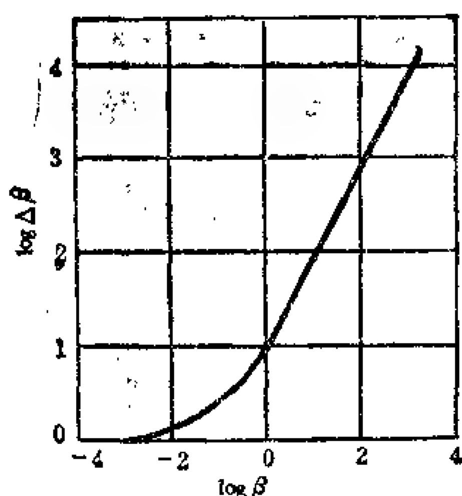


图 15-21　一般形的 $t.\ v.\ r$ 曲线

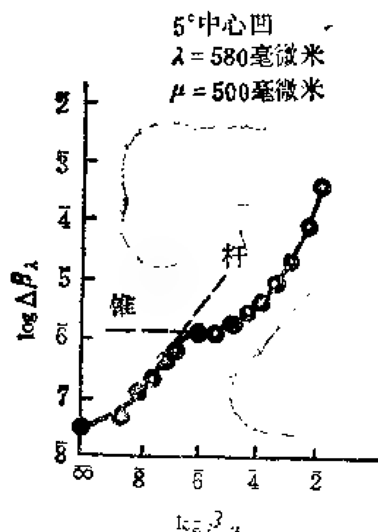


图 15-22　视锥和视杆细胞的 $t.\ v.\ r$ 曲线

范围内，$\Delta B/B$ 几乎保持在 0.0175 左右，可认为是常数。

表 15-5　$\Delta B/B$ 与适应亮度

亮　度 B（阿熙提）	$\Delta B/B$	亮　度 B（阿熙提）	$\Delta B/B$	亮　度 B（阿熙提）	$\Delta B/B$
40000	0.0346	60	0.0178	0.2	0.0560
20000	0.0266	40	0.0175	0.08	[illegible]
8000	0.0260	20	0.0188	0.04	0.110
4000	0.0191	8.0	0.0217	0.02	0.159
2000	0.0170	4.0	0.0290	0.008	0.320
800	0.0172	2.0	0.0311	0.004	0.271
400	0.0173	0.8	0.0380	0.002	0.356
200	0.0176	0.4	0.0455	0.0008	0.110
				0.00003	1

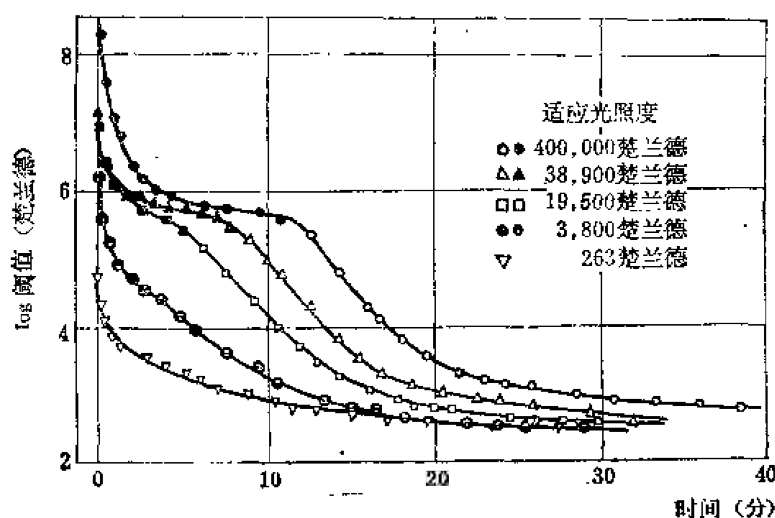


图 15-23　暗适应曲线

如果先将眼置于某一亮光强环境下适应，再急骤地将适应光减至零，此后视觉灵敏度将随时间不断增强。表示这种灵敏度随时间上升的曲线叫做暗适应曲线。不同的适应亮度下的暗适应曲线是不同的（见图 15-23）[24]。从图 15-23 可见，当网膜照度达 400000 楚兰德适应的状态下，曲线分两部分：先是视锥细胞的适应，到12分钟以后才是视杆细胞的适应。同时，当所适应的网膜

照度低时，只有视杆细胞有暗适应。从这些曲线还可以得知，视锥细胞恢复一定的灵敏度约需10分钟左右，而视杆细胞则需30分钟以上。

五、方向灵敏度

即使是同样大小一束光通过瞳孔的不同位置，也未必产生同样的明度、阈值和闪烁融合频率等视觉效果。这种性质叫做第一种斯-柯效应。该效应反映网膜具有方向灵敏度。令通过瞳孔中心的光强为I_0，偏离瞳孔中心为d时通过同样的一束光，其相对透光效率η满足下式[25]

$$\log\frac{\eta}{\eta_m}=p(d_m-d)^2 \qquad (15\text{-}5)$$

其中，d_m表示具有最高效率η_m的d值。典型的中心凹方向灵敏度曲线如图15-24所示。虚线表示曲线如何随p值变化。有关p和d的范围在多数观察者中间的区别尚需实验说明。

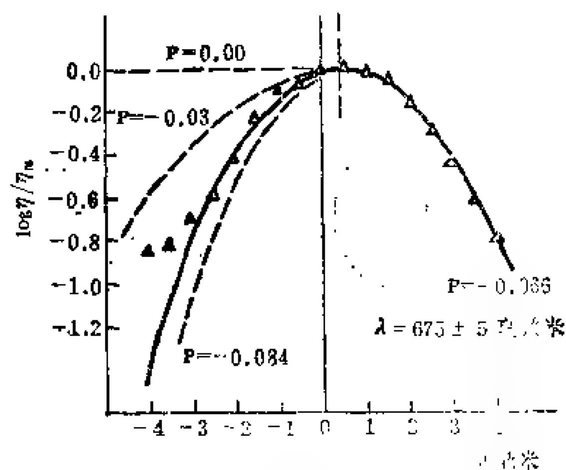


图15-24　网膜中心凹的方向

另外，网膜的方向性还随不同的波长变化，这称作第二种斯-柯效应。

这些现象有用晶状体厚度的不同来解释的，但从网膜感光细胞的光学结构来说明更有力。感光细胞具有比其周围介质更高的折射率，从某一方向来的光线要发生全反射。但发生折射和从侧面跑出的光的比例随射来的光束方向不同而不同，所以感光细胞对于光的折反特性被看成是按随机分布的，使显现出方向性[26]。

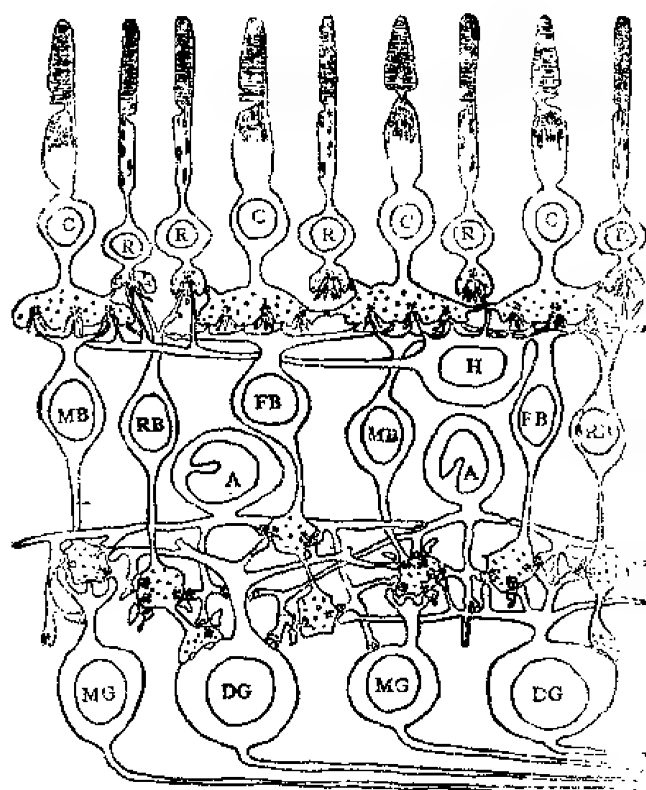


图15-25　灵长类网膜模式图

六、视觉信息的传递通路

图15-25是电子显微镜下的灵长类网膜结构模式图[27]。按此图所示，光线从外部进入，刺激感光细胞。感光细胞将光信息转换成神经信息通过与双极细胞、神经节细胞组成的纵向通路传递。在此通路上，细胞之间有着复杂的突触联系。信息在此传递途中，有随光强增加反应加强的所谓兴奋性的联系，又有侧向通路对信息加以修饰即所谓抑制性联系。该抑制性联系是由水平细胞和无足细胞来承担的。可以说，感光细胞接收的光信息在传递到神经

节细胞之前就进行了一定的加工。

神经节细胞作为信息输出细胞，综合了很多感光细胞的信息并进行相当程度的处理，通过其汇聚成束的轴突即视神经束传向外侧膝状体。网膜的神视经纤维在神经乳头会合，此处无感光细胞；故无感光性称之为盲点（参看图 15-3、图15-15 和图 15-16）。视神经进入颅内在其交叉处交叉(见图 15-26)[28]。从交叉处到外侧膝状体部分称为视束（神经细胞的轴突）。视束与外侧膝状体的中继细胞形成突触，可将信息传向大脑。外侧膝状体内还有一种抑制性的中间神经细胞，能对信息予以一定的调整。这样，外侧膝状体既起到中继作用又能对通过的信息进行一定的处理。外侧膝状体的中继细胞轴突构成视放射将其信息传到大脑视区，经大脑视区的处理，最后获得丰富多彩的视知觉。

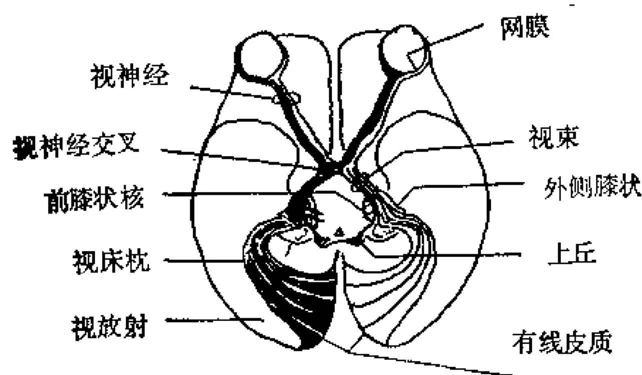


图 15-26 头部的视觉通路

七、感受野与马赫现象

如前所述，无论是在信息传递途中还是在进行处理阶段，某一个神经元是受多个感光细胞影响的，或者说是综合了很多个感光细胞的反应。这种影响或反应在网膜上所涉及的范围称作感受野。

例如，双极细胞的感受野是同心圆状。其中心部分的大小与其树突扩散范围相当。这样，一旦与双极细胞相联系的感光细胞受到光刺激时，就会引起双极细胞的反应。但其感受野的周边部远大于其树突所伸展的范围，因此当光刺激周边部分的感光细胞时，需要借助另一种中间细胞——水平细胞来使双极细胞反应。致由于水平细胞对感光细胞又有反馈作用，使感受野中心部和周边部有相互抵消（颉颃）作用。这种作用即引起侧向抑制。

又如，神经节细胞的感受野如图 15-27 所示[29]。该图表示屏幕上（或认为投影到网膜上）的光点位置分布。“+”表示给光时细胞反应加强的位置；“-”表示给光时反应受到抑制而消光时加强的位置。给光时反应加强称为 on 型反应；消光时反应加强的称为 off 型反应。

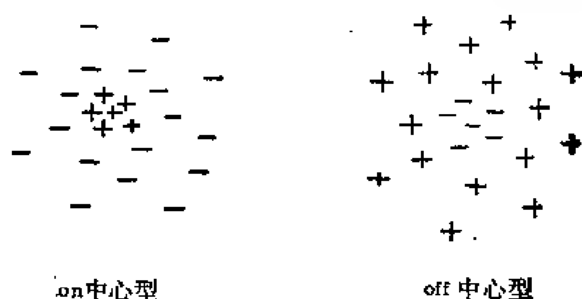


图 15-27 神经节细胞的感受野

神经节细胞的感受野有中心部为 on 反应的即 on 中心型和中心部为 off 反应的即 off 中心型两种如图 15-27 所示，on 反应区和 off 反应区分成两层呈同心圆状。其中心部和周边部相互有颉颃作用，即光刺激到感受野的中心部和周边部时，两部分的反应有相互抵消的作用。所以认为 on 中心型和 off 中心型的感受野是由侧抑制机制形成的。

外侧膝状体的感受野与神经节细胞的感受野没有根本性的区别，同样具有同心圆分层的 on 中心型和 off 中心型。而且其颉颃作用比神经节细胞更为强烈。

侧抑制会引起一些错视现象。引人注意的是马赫现象。这种现象会从心理上反映出轮廓突出的效果。例如，刀口分布的目标物处于从暗向亮开始增强时，肉眼看去会得出比物理分布更暗的知觉。而在亮度急骤变化部分又会得出比物理分布更亮的知觉（见图15-28）[30]，这样部分称作马赫带，是几何光学和物理光学所不具备的一种视觉现象。

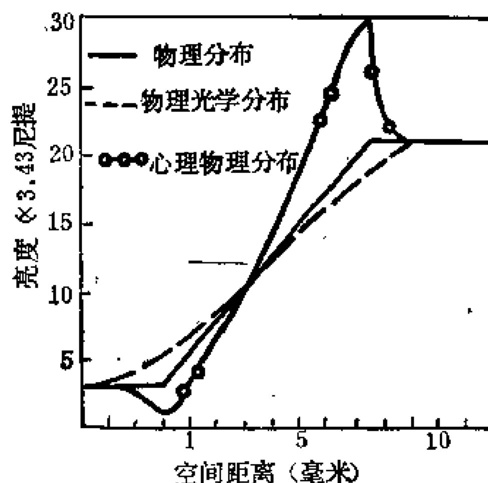


图15-28　马赫现象一例

八、鲎眼及侧抑制[31-32]

在侧抑制的研究中，鲎眼的侧抑制是很有价值的。图15-29是鲎复眼。它由大约1000个小眼组成。每个小眼类似独立的小透镜，其后面有8—12个细长的小网膜细胞和1—2个偏心小网膜细胞。每个小眼分别引出一根轴突，轴突之间又有连接纤维横向相连。当小眼受到光刺激时，轴突发出脉冲，同时横向连结纤维又产生了相互的抑制作用。于是，其输出便是反应和侧抑制的结果。

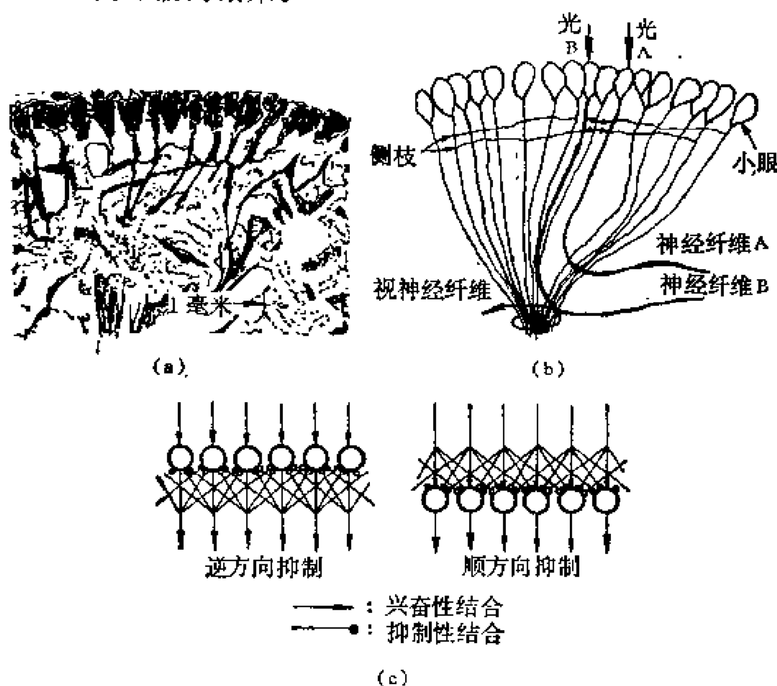


图15-29　鲎复眼

例如，图15-29中的小眼A产生的脉冲有减少小眼B的脉冲密度的作用；反之，小眼B对A也有同样的作用。

鲎眼的侧抑制可模拟成图15-29(c)的结构。其中有顺方向（前馈）侧抑制或兴奋性效应和反方向（反馈）侧抑制或抑制性效应。图中的圆表示细胞体、相互的联线表示神经纤维或树突。对此模型规定如下假设：

（1）神经细胞比投影到网膜上图形的大小足够密集；

（2）神经相互间的结合状态不论取神经构造的哪一部分都是均匀的，用耦合函数表示；

（3）模型中的各神经都是在其线性范围内作用。

按如上假定，当刺激图形$i(\xi,\eta)$时，神经活动（输出）$O(x,y)$通过卷积表示为下式

$$O(x,y)=\int_{-\infty}^{\infty}\int_{-\infty}^{\infty}w(x-\xi,y-\eta)i(\xi,\eta)d\xi d\eta \tag{15-6}$$

其中，$w(x-\xi,y-\eta)$为耦合函数。可见，神经活动的特性将取决于耦合函数。并且认为人的视觉特性可以用耦合函数来表示。对于on中心型感受野的耦合函数近似取高斯型得出下

式

$$w(x,y)=\frac{K_1}{2\pi\sigma_1^2}e^{-(x^2+y^2/2\sigma_1^2)}+\frac{K_2}{2\pi\sigma_2^2}e^{-(x^2+y^2/2\sigma_2^2)} \tag{15-7}$$

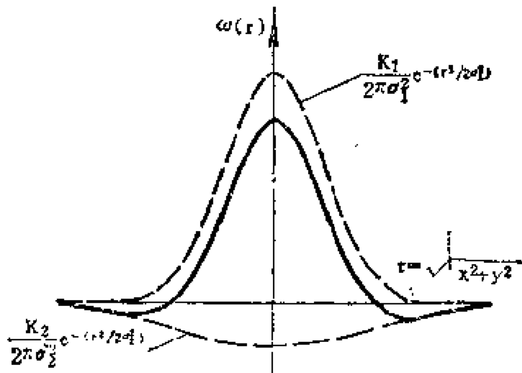


图 15-30　on中心型的耦合函数

式中　σ_1 和 σ_2——感受野的大小；

K_1 和 K_2——分别表示兴奋和抑制的强度。

根据生理学观点取 $K_1=-K_2=1$。根据藤井等人[32]用错视方法得到$\sigma_1=0.23°$，$\sigma_2=1.8°$。图 15-30 是 on 中心型感受野的耦合函数，对于 off 中心型场合刚好与其峰值倒转。

当输入的图形$i(\xi,\eta)$是测量错视用的黑白线条时，其神经活动状态表达为

$$O(x,y)=\int_{\xi_1}^{\xi_2}\int_{\eta_1(\xi)}^{\eta_2(\xi)}w(x-\xi,y-\eta)d\eta d\xi$$

$$=\sum_{i=1}^{2}\frac{K_i}{2\pi\sigma_i^2}\int_{\xi_1}^{\xi_2}\int_{\eta_1(\xi)}^{\eta_2(\xi)}\exp\left[-\frac{1}{2\sigma_i^2}\{(x-\xi)^2+(y-\eta)^2\}\right]d\eta d\xi \tag{15-8}$$

其积分限表示输入图形所给定的范围。

按此式对输入图形是正方形和 T 字形的情况加以分析，得出神经活动状态 $O(x,y)$。在正方形场合，正方形的边和角扩展，外侧受到抑制，而且其四角的神经活动比边部为更强。这便是前述的轮廓突出效应（或马赫现象）。图 15-31 的(a)和(b)分别是正方形和 T 字形二维空间图形的侧抑制反应例。可以看到，这类图形的神经活动强烈部分是图形的边、角、

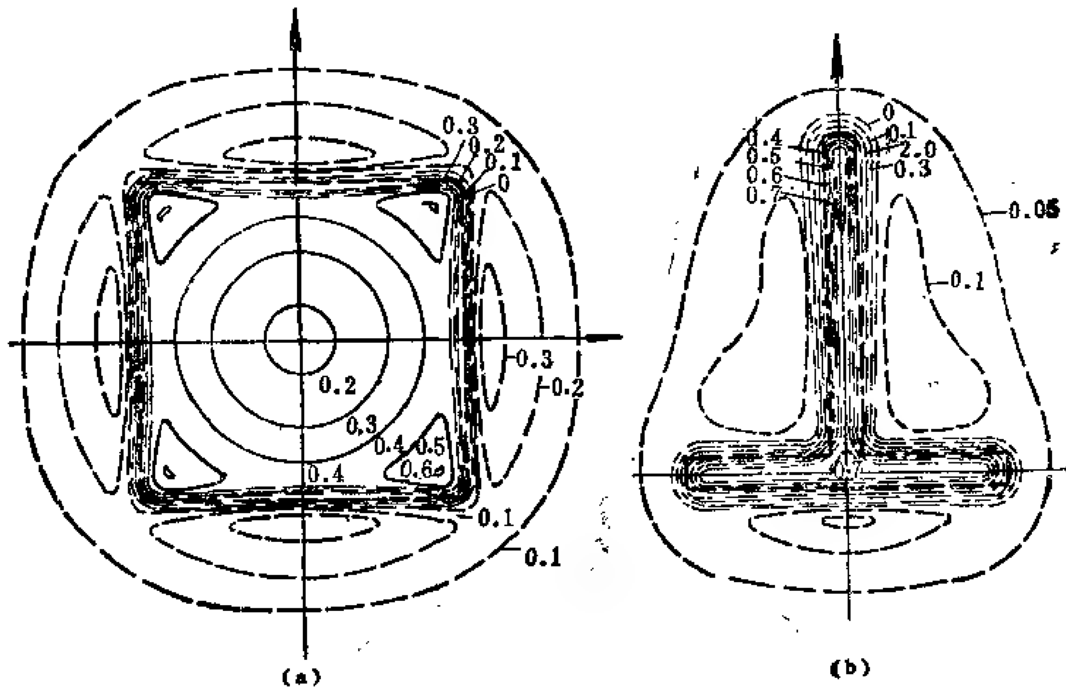


图 15-31　二维空间图形的侧抑制反应

端和交叉点等等。而这些恰是对于图像认识提供重要信息的部分。通常，我们所观察的目标物，知其绝对亮度是必要的，但更重要的是能探测出目标物与其周围反射光的对比度。而侧抑制机制刚好有利于提取对比度的信息，所以研究它是十分有意义的。

九、色颉颃机制[33]

上述的感受野是用白光实验得出的。对于不同色光的场合，很多人用猴和金鱼的网膜及视神经做了实验研究。发现有一类细胞对可见光所有的波长都发生反应，其峰值在575毫微米处，该细胞的感光性与光谱光效率函数（V_λ）很接近，认为这是担负明度（黑—白）视觉的。但在神经节细胞和外侧膝状体不仅能对亮度起反应，又能对颜色信息起反应。例如，它们的感受野有的在中心部对红光进行 on 反应（兴奋反应），而在周边部对其补色—绿光进行 off 反应，记做 $+R/-G$。同时还有 $+G/-R$，$+Y/-B$ 和 $+B/-Y$。其中，R，G，B 和 Y 分别表示红光、绿光、蓝光和黄光。而 $+G/-R$ 和 $+R/-G$ 为红—绿反应；$+B/-Y$ 和 $+Y/-B$ 为黄—蓝反应，便是从感受野分离出的四种“对立”类型。它刚好符合赫林的四色对立（颉颃）理论。赫林理论认为视觉系统有三种光化学物质能产生六种不同性质的感觉，它们是：白—黑、红—绿和黄—蓝三组。每组物质在崩溃或再组合时可产生不同的颜色，而三组的互补色又有相互颉颃作用（图15-32）。在颉颃和组合的过程中，产生各种颜色感觉和各种颜色的混色。该理论也称颉颃色说或四色说。

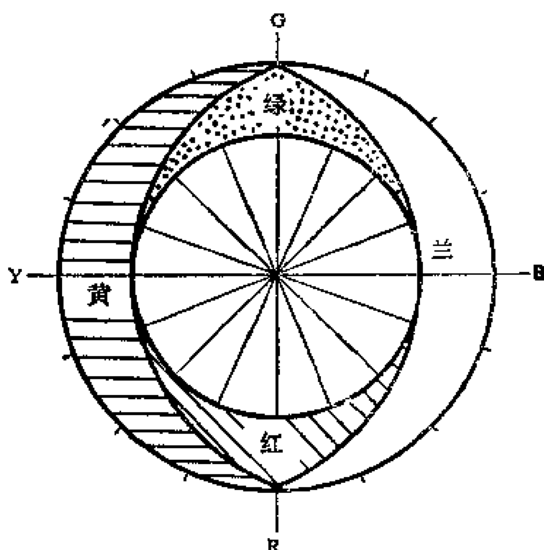


图15-32　赫林四色图

这样，关于颜色信息的处理，在网膜上视锥细胞阶段，被认为符合杨氏三色说，而在神经节细胞和外侧膝状体阶段，则分离出明度信号和彩色信号，遵从四色说。从而构成了当今互相补充的二种颜色视觉理论。

第三节　图像信息与视觉心理[34]

一、物理信息与视觉心理的对应

图像物理信息和由此而产生的视觉心理反应之间的关系，参看表15-6。

二、显示条件

视野特性

视野是单眼注视一目标时，除了看清该目标外，同时还能看到周围一定范围内的物体，这个空间范围叫视野。在日常生活中，当人们观察的图面尺寸放大时，会增强真实感或亲临其境的感觉，即与视野有关；从看电影所获知的效果更可以体会到。

表 15-6　图像信息与视觉心理特性

信息	构成要素	视觉特性	心理效果	
(A) 显　示　面	1. 图面尺寸 2. 显示面周围条件 3. 显示像（实像、虚像）	(1) 视野 (2) 调节 (3) 观察状态	(i) 临场感 (ii) 疲　劳 (iii) 易见程度	美感 真实感 舒适
(B) 空间信息　a. 点线	1. 几何变形 2. OTF 高频特性	锐度　(1) 错视 (2) MTF 高频特性（视力、刀口现象）	(i) 识别性 (ii) 视认性 (iii) 诱目性 (iv) 可读性	
b. 面	1. 阶调 2. 色调 OTF低频特性 3. 形状	(1) MTF 低频特性（明暗、色分辨） (2) 对比现象 (3) 图形知觉		
c. 立体	1. 双眼像 2. 多眼像 3. 空间像	(1) 单眼 (2) 双眼	(i) 立体感 (ii) 自然感	
(C) 时间信息	1. 时间变化 2. 停闪	(1) 感觉时间 (2) 时间频率特性（闪烁） (3) 适应、继时对比	(i) 不舒适 (ii) 疲劳	
(D) 时空间信息	1. 运动 2. 形的改变	(1) 运动视 (2) 时空频率特性 (3) 图形残效	(i) 迫力感 (ii) 运动感	

——— 静视野：注视一点时所能看到的范围
—·—· 动视野：眼球自由活动所能看到的最宽范围
—·—— 注视视野：可能注视的范围
— — — [illegible]

图 15-33　视野的大小

图 15-33 显示各种视野情况。人们的视野可分为：

①中心视野——10°以内，指黄斑部的视野范围，能正确接收细微信息。

②中间视野——10°—25°之间，和注意力有关，是图像识别的视野。

③周边视野——25°以外，视力和色分辨能力降低，但能辨别闪烁和运动目标。中国人的周边视野（白色）颞侧达91.5°；正上方56.[illegible]°；鼻侧为65.1°；下方达74.6°。而且黄蓝视野比白色小10°，红色比白色小20°。

④诱导视野——25°—120°，是产生诱导效果的视野。

观察的容许条件

一般图像显示，观察者处于被动状态。由于受观察距离、注视点及头部移动等限制，易导致（观察者）疲乏。作为决定观察位置因素的有观察距离和显示面的横向偏斜角度，这当

中的最佳观察距离是由显示面的视场所占比例（至少25°）、对图像的分辨能力和调节等决定的。从调节和焦深特性出发，离开1—2米距离观察将减轻调节机构的负担。

观察位置横向偏斜角度，一般从显示面的垂直方向上允许偏40°以内。

显示面周围的条件

在一般的显示面周围会有各种观察状态。当周围有比显示面亮得多的物体时，是非常难以观察的；当周围极暗时，也是不利的，因为对于视力和对比的分辨都会降低。因此，周围亮度保持在显示面亮度的三分之一最好。

三、空间信息的视觉特性

（一）视力特性

视力随不同的检测图形有不同的定义：

①最小视别阈——能检测出点或线存在的最小尺寸。一般约为10—20″。检测线的灵敏度比点更高，在良好的条件下视别阈达0.5″。

②最小分离阈——能分辨两点或两线的最小间隔，约为20—30″。通常指视力和鉴别极限。

③最小认识阈——也叫可阅读视力。指对文字之的复杂图形至少能分辨其细节的能力，一般约为40—60″。

④最小识别阈——能检测出直线错移量，一般为2—10″。

影响视力特性有如下因素：

a. 平均亮度——如图15-34所示，一般而言，视力都随亮度的提高而提高。

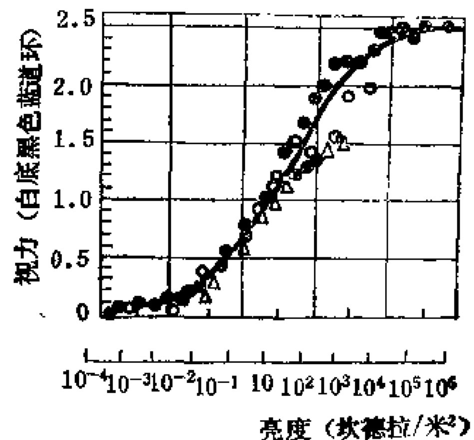


图15-34 平均亮度与视力关系

b. 周围亮度——目标周围亮度过低或过高都随亮度的提高而提高。

c. 呈现时间——小于0.7秒时视力降低、当小于0.1秒时连对文字、图形的辨别能力都会降低。

d. 对比度——视标的对比度与视力的关系可以从空间MTF来判断。同时，对比度降低时，认识时间会延长。

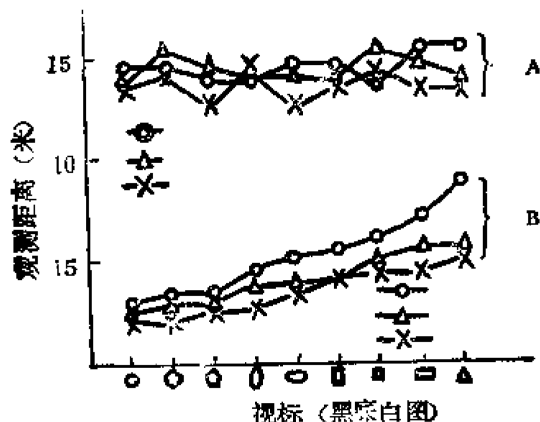


图15-35 图形的鉴别特性

e. 颜色——各种颜色时的视力差别不怎么大。

（二）图形的鉴别特性

将各种不同形状的图形移到各种不同的观察距离上，可得出图15-35的结果。图中，在*A*阶段能看出图形的存在而不能充分鉴别其形状、常将正方形、矩形和三角形看成圆，将十字形看成菱形，“×”形看成正方形。在*B*阶段，能充分辨别形状，而且从易辨到难辨的顺序是三角形、矩形、正方形和圆形。这些结果

可为制作各种图形标志时提供选形资料。

另外，不同颜色的图形，在同样的亮度下显眼程度是不同的。一般情况下显眼的顺序是红、蓝、黄和绿色。

在图形信息中，文字、数字和符号是人们生活交往中重要的传递媒介。对它们的"易看"或"易读"的情况，已有人研究并加以整理。

①文字、数字大小和粗细

最适宜读认的大小，由照明条件和观察距离决定。贝克等人推荐表15-7的数值[35]，其单位是毫米。

表 15-7 最宜认读的文字大小

显示条件	弱照明（0.10尼提）	亮照明（最低到3.43尼提）
计算器及移动式度盘	5.08—7.62	3.04—5.08
表盘及固定度盘	3.81—7.62	2.54—5.08
最易读认时	1.27—5.08	1.27—5.08

对表中的数值，如改变观察距离时，须乘以实际观察距离

文字大小与其笔画粗细的关系，原则上讲笔画多的，笔道要细。综合多种因素，粗细与高度之比取1/6—1/8为好。对暗地透光的文字与数字更要细，其粗细与高度之比要在1/8—1/4。

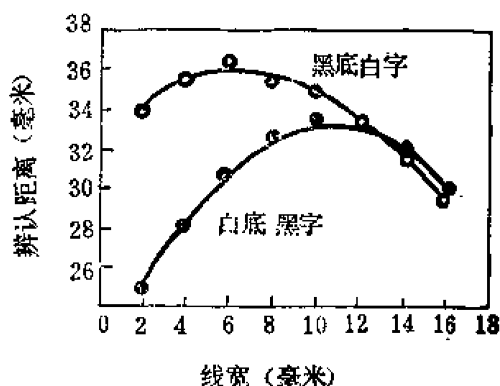


图15-36 背景与文字粗细对辨认关系

对于字高与字宽之比，各种实验结果不尽一致，一般认为可取1—1.6。

②文字、数字与背景颜色

文字与数字与背景组合，最好是白与黑的情况（如图15-36所示）。从"易读"到"难读"的顺序是：黑地—白字、蓝地—白字、黄地—黑字、绿地—白字和红地—白字。

③字的间隔

字的间隔取字宽的1/2—1/4，而行间宽度取字高的0.5—1倍为好。

（三）空间频率特性

从人们日常生活中的视觉经验已知，随着目标物空间的明暗变化，将出现不同的视功能。这一点在讨论视力时已经描述过。近代，在光学领域中确定了光学传递函数理论，这对更合理、更明确地评价视觉系统也是适用的。它能定量地描述那种随空间频率明暗变化下的视觉特性，而且为探讨视觉系统信息处理机制的本质也认为是有效的。另外，白内障、角膜混浊等各种眼疾引起的视功能恶化都将影响MTF值，虽然将其结果作为病变问题来讨论尚不可能，不过将MTF应用于临床眼科，待进行大量测试和统计研究，有可能对各种测试结果加以合理的解释。

①视觉MTF的定义

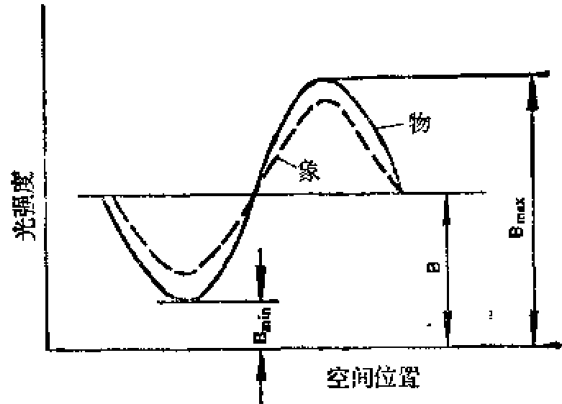


图 15-37　调制度的定义

一般光学系统的调制传递函数表示为像和目标物分布的傅里叶变换之比。当目标物是正弦强度分布时，即为像和目标物分布的调制度之比。如图 15-37 所示，定义目标物的调制度 M_0

$$M_0=\frac{B_{max}-B_{min}}{B_{max}+B_{min}}$$

其中，B_{max} 和 B_{min} 表示正弦分布的强度最大值和最小值。同样，可以用正弦目标像的强度最大值 B'_{max} 和强度最小值 B'_{min} 定义像的调制度 M_I

$$M_I=\frac{B'_{max}-B'_{min}}{B'_{max}+B'_{min}}$$

于是，光学系统的MTF即为 M_I/M_0。显然，当 $M_0=1$ 时，MTF 即由像的调制度所决定。

但是，对于视觉系统使 $M_0=1$ 或常数来确定各种空间频率下的 M_I 值是很困难的。于是考虑如取 M_I 为常数，而求各种空间频率下的 M_0，则视觉 MTF 便由 M_0 的倒数来确定。根据韦伯定理，$\Delta B/B=$ 常数，即在一定的适应光亮度 B 的情况下，能感受的亮度差 ΔB 是一定的。当正弦分布物的平均亮度 $\overline{B}=\frac{1}{2}(B_{max}+B_{min})$ 保持一定的情况下，网膜照度为常数、这时 M_I 也是定值。而该 M_I 是视觉系统所能知觉的正弦目标像的最低调制度，此时它所对应的不同频率下的正弦目标物的调制度 M_0 称作调制阈。显然，视觉系统 MTF 即可由该调制阈来决定。

②MTF 曲线及其影响因素

当平均亮度 $\overline{B}$ 或与其对应的网膜照度超出韦伯定理的范围时，M_I 将有不同的值，则 MTF 也将随不同的 $\overline{B}$ 或网膜照度有明显的差别。各种平均亮度下的调制阈曲线如图15-38所示[36]。随平均亮度的降低，调制阈曲线从带通型变到低通型（图 15-38 是我国有关单位测试结果，认为低亮度时也是带通型）。相当于日间照明时，曲线一般在 3 对线/度处具有峰值。夜间场合峰值左移，到 10^{-4}尼提时峰值约在 0.9 对线/度附近。

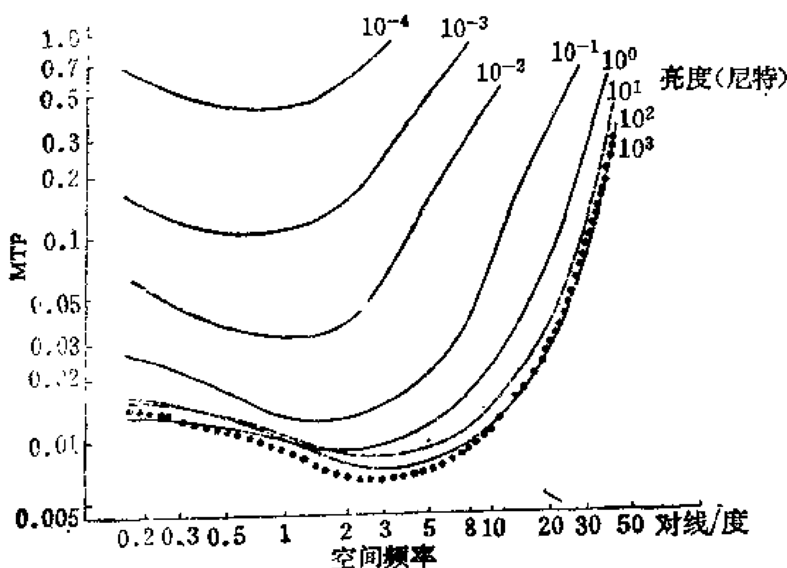


图 15-38　各种平均亮度时的调制阈曲线

从图还可以看到，当平均亮度提高到 100 尼提以上时，曲线基本上没有明显的变化，此时也相当于韦伯定理的亮度范围。因此，从视觉系统 MTF 角度来考虑目视仪器的像场亮度时，可所

选择在100尼提左右。

图15-39是不同网膜照度时的MTF曲线[37]。用网膜照度作参量，能将瞳孔大小也考虑进来。

因为

$$1\text{楚兰德}=1\text{坎德拉/米}^2\times S_e\text{毫米}^2$$

其中，楚兰德（td）为网膜照度单位，坎德拉/米²为亮度单位（即尼提），S_e为瞳孔有效面积。

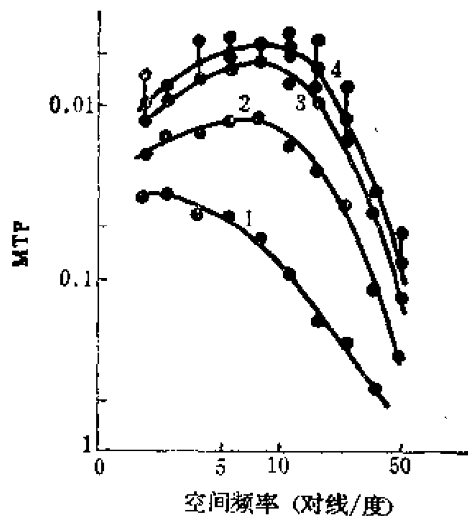


图15-39　各种网膜照度时的MTF曲线：1——2楚兰德，2——20楚兰德，3——200楚兰德，4——2000楚兰德。

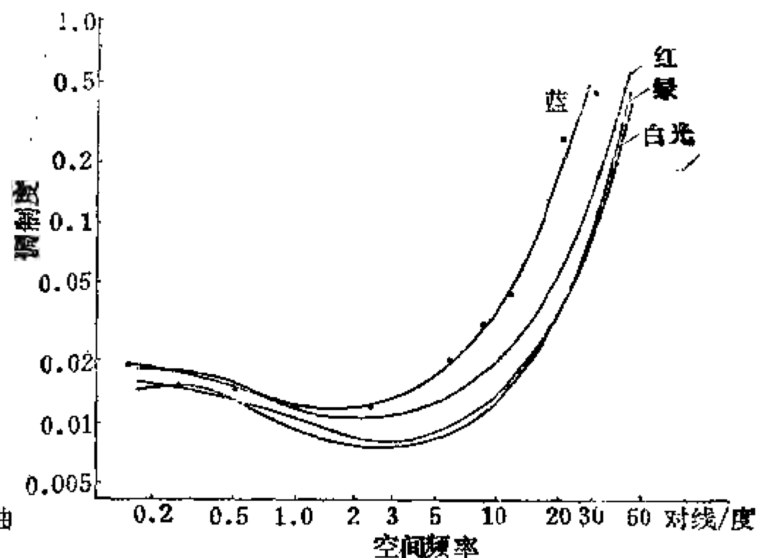


图15-40　不同色光时的调制阈

图15——40[38]是不同色光的调制阈曲线。可见，色光对调制阈影响不很大，特别是绿光和白光的更接近。

当正弦分布的目标物（实验板）亮度保持不变而具有不同的色度差别时，发现各种不同色对情况下的MTF曲线比明暗场合有显著区别（见图15-41）。

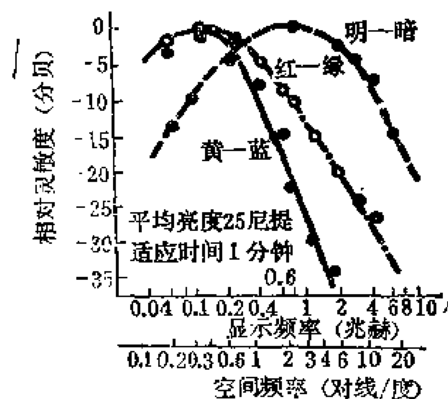


图15-41　彩色MTF曲线

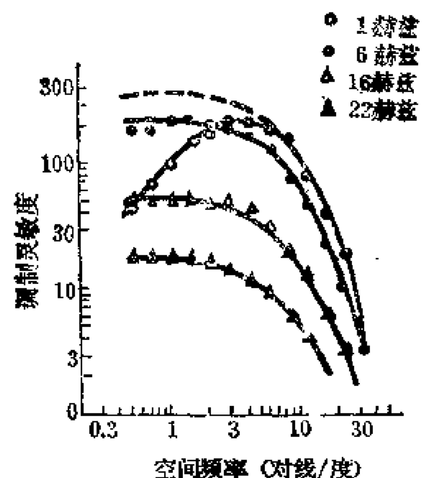


图15-42　时间频率为参量的MTF曲线

人们所看见的物体图像往往是动的。即网膜上的像是按时间和空间变动的。于是应了解视觉MTF特性随时间变化的规律。图15-42[39]是在正弦分布物亮度保持一定的情况下，明暗条纹被周期反转或用明暗相反的另一块正弦试验板周期性地交替提示给受验者而得出的

MTF 曲线。可见，随着时间频率的提高，MTF 曲线从带通型变为低通型，同时高频部分的 MTF 值下降。

③视觉系统各部分的 MTF

图 15-43[40]是视觉系统图像信息处理机构中各部分的 MTF。其中，T_e 为眼折光系统的 MTF；T_r 为网膜本身的 MTF；T_{r-b}为网膜以后到大脑（信息处理系统）的 MTF。而且认为相互相继成像，则有

$$T_e \cdot T_r \cdot T_{r-b} = \text{视觉系统全体的MTF}$$

此式常在已确了全体 MTF 和 T_{r-b} 之后来求眼折光系统的 MTF（T_e），因为这样得到的 T_e 比直接测量得到的更精确。同时，从图可以看到，T_e 和 T_r 在中低频部分有明显的下降、特别是 T_e 将随瞳孔的增大而降低。而 T_{r-b} 曲线呈带通型，正是在 T_e 和 T_r 下降较明显部分具有峰值，且有较高的 MTF 值。这可以看成是对 T_e 和 T_r 予以足够的补偿，使全体 MTF 不致于过低。

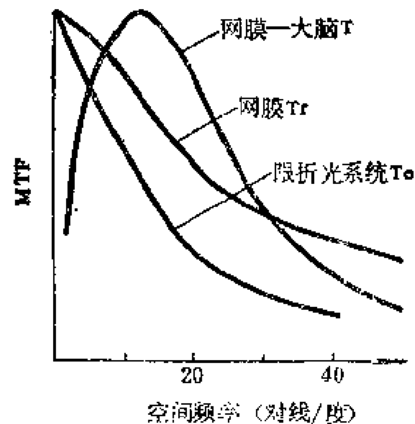


图 15-43　视觉系统各部分的MTF

这些曲线的傅里叶逆变换即为各自的线扩散函数，如图 15-44 所示。其中网膜以后到大脑部分的线扩散函数在周边部分为负值。认为这是感受野抑制效应造成的，它将对眼折光系统和网膜的线像扩散予以一定的补偿，起到防止最终所知觉的像质恶化的作用。

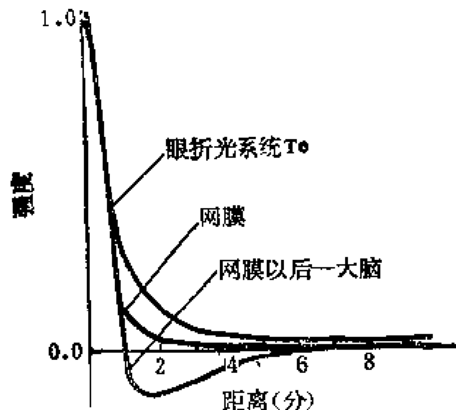


图 15-44　视觉系统各部分的线扩散函数

④鲜锐度及其评价公式[41]

对于照相图片和电视图像等等的像质评价，心理因素是主要的。基本上有灰度（阶调）、鲜锐度和噪声等几项指标。

灰度是对包含在图像整体上亮度级的心理印象，物理上用图像的灰度等级表示。鲜锐度是对图像细节部分明度对比度的心理印象，物理上用鉴别极限和 MTF 表示。噪声是对图像模糊程度的心理印象，物理上用底片或荧光屏性能表示。

这些心理因素的综合效果产生出对图像质量"好"或"坏"的判断。一般说来，灰度对象质影响大约是鲜锐度的两倍，但对于灰度相同又无噪声（或噪声小而可以忽略）时，鲜锐度即为主要的评价指标。

要对鲜锐度进行评价，自然要将图像系统的 MTF 与视觉系统的 MTF 考虑在一起。但怎样组合尚不明确，更未实现标准化。已发表过的鲜锐度表示方法如以下几种评价式。

(1) SMT 锐度

SMT 锐度即系统调制传递锐度。其表示式为：

$$S = 110 - 21\log_{10}\Sigma(200M_i/A_i)^2 \tag{15-9}$$

式中　i——图像系统各组成部分的数目号；

M_i——以网膜为基准，图像 i 的倍率；

A_i——图像 i 的 MTF 面积。

常数 21 是由鲜锐度的刚可察觉差来确定的。110 和 200 是与 $s>90$（鲜锐度非常好）、$s>80$（鲜锐度良好）和 $s>70$（一般好）时确定的心理常数。

（2）CMT 锐度

CMT 锐度即级联调制传递锐度，其评价式为

$$S=K+k\log A/A_R \tag{15-7}$$

式中，K 和 k 是心理常数（参照 SMT 式的系数）。此式考虑了图像系统和视觉系统的 MTF 与倍率的同时，又进行了连乘得出 A。全系统的 MTF 为

$$\mathrm{MTF}_{sm}(N)=\mathrm{MTF}_1(M_1N)\cdot\mathrm{MTF}_2(M_2N) \tag{15-8}$$

而

$$A=\int_0^\infty \mathrm{MTF}_{sm}(N)\cdot\mathrm{MTF}_v(N)dN \tag{15-9}$$

式中　$\mathrm{MTF}_1(N)$，$\mathrm{MTF}_2(N)$——为图像各组成部分的 MTF；

$\mathrm{MTF}_v(N)$——视觉系统的MTF；

A_R——基准像面（例如 $\mathrm{MTF}_{sm}=1$）的面积。

（3）MTF 平方评价式

对于照相图片之类，认为噪声有效带宽与鲜锐度很一致，所以就用其有效带宽的表达式评价鲜锐度。即通过全系统 MTF 的平方表示

$$S=\int_0^\infty \mathrm{MTF}^2_{all}(N)dN \tag{15-10}$$

（4）频率取对数的评价式

考虑鲜锐度在低频比高频段有更大的权重，则便于将频率N取对数表示，其评价式写成

$$S=\int_0^\infty \mathrm{MTF}_{all}(\log N)d(\log N) \tag{15-11}$$

其中，MTF_{all}是包括图像系统和视觉系统的全体 MTF。

（5）SQF评价式

将上式变形，积分域取有限带宽，则成为主观质量因子——SQF 评价式

$$S=\frac{1}{k}\int_{10}^{40}\mathrm{MTF}_{sm}(\log N)d(\log N) \tag{15-12}$$

该式认为，就鲜锐度而言，视觉系统仅在 10-40 对线/毫米范围内具有充分的灵敏度。截止频率高频取 40 对线/毫米表示视觉系统知觉细节的极限；低频取 10 对线/毫米表示小于 10 对线/毫米时对评价无多大影响。

该式取用有限的积分限代替对视觉系统 MTF 积分，简化了计算，被广泛采用。

（6）相对信息容量的评价式

根据CMT式，又有几种变形评价式。佐柳提出用接收器（此处应为视觉系统）的MTF 为权函数求积分的方法，定义了相对信息容量 V

$$V=\frac{\int_0^\infty \mathrm{MTF}_{sm}(N)\cdot\mathrm{MTF}_v(N)dN}{\int_0^\infty \mathrm{MTF}_v(N)dN} \tag{15-13}$$

贝德曼又改成

$$S_0=\log\frac{\int_0^{\infty}\mathrm{MTF}_{im}(N)\cdot\mathrm{MTF}_v(N)dN}{\int_0^{\infty}\mathrm{MTF}_v(dN)N}\tag{15-14}$$

安田等人又考虑了图像系统的灰度复现特性的梯度 r_m 和视觉系统明度对主观亮度特性的梯度 r_B 时，提出下面的评价式

$$G=\log\frac{r_m r_B\int_0^{\infty}\mathrm{MTF}_{im}(N)\cdot\mathrm{MTF}_v(N)dN}{r_{B_0}\int_0^{\infty}\mathrm{MTF}_v(N)dN}\tag{15-15}$$

式中 r_{B_0} 表示基准条件下的 r_B。

（7）信噪比评价式

类似照相底片的颗粒度或其它小噪声情况下，噪声效果对鲜锐度没什么影响。但当噪声增强时，鲜锐度就会下降。这时可用信噪比 S/N 来评价。赖尔逊导出下式

$$\frac{S(N')}{N(N')}=\frac{(0.43)^2[\Delta E(N')/E]^2\cdot\gamma^2\cdot H^2(N')}{W_D(N')}\tag{15-16}$$

式中　W_D——用光学密度表示的噪声威那频谱；

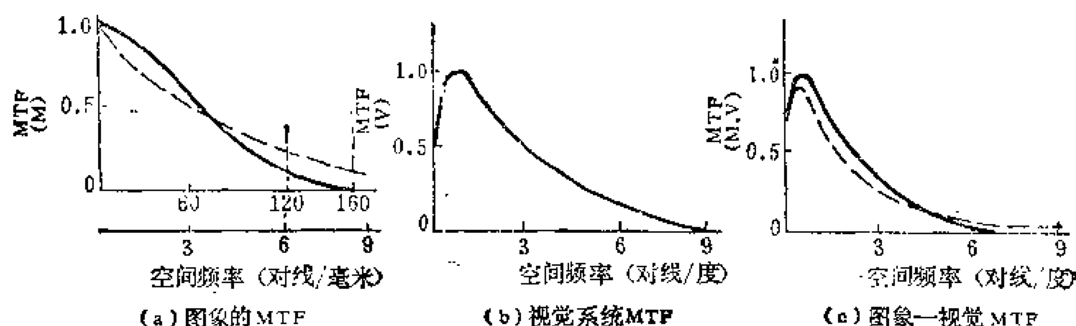
E——曝光辐强度；

γ——系统的D-H曲线灰度数；

$H(N')$——系统的 MTF；

N'——空间频率。

以上各评价式都包含有 MTF 的积分，即亦鲜锐度与 MTF 曲线对频率的包含的面积相关联。对这些公式很多人进行过比较，在一定条件下有一致性，但也有不同的差别。究竟取用哪一个为好，尚无明确看法。一般说来，用 SMT 不如用包含有视觉系统 MTF 的其它几个公式好。例如图 15-45 所示，两个图像的MTF曲线分别为(a)和(b)，其积分面积相等或SMT相同。当考虑了视觉MTF以后为图(c)所示。按 CMT 评价时，(a) 的 CMT 比(b) 的大，而且与实际心理评价相一致。因此，象 CMT 这类鲜锐度评价式较广泛采用。同时也可以看出，(b)的鉴别极限比(a)高而鲜锐度不好，所以说鲜锐度与鉴别率是没有一定的比例关



（a）图象的MTF　（b）视觉系统MTF　（c）图象—视觉 MTF

图15-45　图像 MTF 与视觉 MFF 的综合

系的。而且，往往低频率部分的信息对鲜锐度贡献较大。这就是为什么要十分注重提高图像在低频部分 MTF 的理由。

（四）体视[42]

外界目标处于三度（立体）空间中，视觉系统能把不同距离深度的目标物在网膜上形成的二元像呈现出立体感，或称立体视感觉，简称体视。体视主要地是由辐膝和双眼视差形成的。

①辐膝

当用两眼凝视某一目标物时，若目标很远，则两眼的视线基本平行。而当目标物很近时，两个眼球便向内旋转，视线在目标处相交。两眼的这种动作叫做辐膝。辐膝对深度感有直接作用。由辐膝引起的深度感对近距离 20 米以内有效，对远距离时其效果显著减小。

②双视眼差

由于两眼瞳孔间在水平方向上有一定的距离（目距），所以目标物在左右两眼网膜上的成像是不完全一样的，一般都要产生错移。这种错移的差别叫做双视眼差。图 15-46 所示，当视F点时，成像分别在两眼中心凹 f' 与 f 处。比 F 远的 E 点和比 F 近的 G 点的成像分别为 e, e' 和 g, g'。显然，这些点距中心凹有不等的距离，或者说成像的几何位置是不相似的。一般用 α，β，γ 表示会聚角或辐膝角，用 $\beta-\alpha$，$\gamma-\alpha$ 等表示相应的视差角。

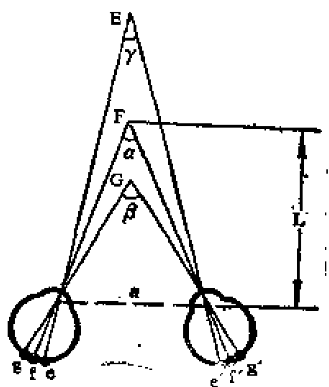


图 15-46　辐膝角与双眼视差

两眼像在一定的视差范围内能很好地融合成一个、构成深度的信息。这时产生了对深度的知觉和具有体视感。

双眼视差知觉深度的范围，基本上由两眼像融合范围决定，是不怎么宽的。但双眼视觉对深度差别的分辨，在有效范围内是有很高精度的。通常，体视过程可以看成先由辐膝确定注视点，然后由双眼视差进行精确的深度判断这样二个阶段，才在较宽的范围内得出正确的体视感。

③深度灵敏度及其分辨阈

作为深度知觉的评价尺度，采用深度灵敏度，即

$$\text{深度灵敏度} = \frac{\text{观察距离}(L)}{\text{深度分辨阈}(\Delta L)}$$

图 15-47 所示，$A(x_A, L)$ 和 $B(x_B, L+\Delta L)$ 为二个距离是 L 和 $L+\Delta L$ 的观察点，x_A, x_B 为其横坐标。令 A 点的两眼像各成在其中心凹处，则 B 点两眼像与 A 的像有一定的错移。用视角 r_L 和 r_R 表示这种错移的角度，并有

$$r_R = \tan^{-1}\frac{x_R - x_L}{L} - \tan^{-1}\frac{x_R - x_B}{L+\Delta L} \tag{15-17}$$

$$r_L = \tan^{-1}\frac{x_L - x_A}{L} - \tan^{-1}\frac{x_L - x_B}{L+\Delta L} \tag{15-18}$$

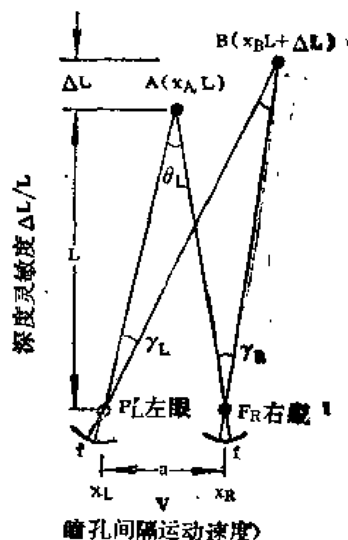


图 15-47　双眼视差与运动视差

当辐膝角 θ 用 $\tan\theta \approx \theta$ 时，从几何学可以得到两眼的视差角 $\Delta\theta$：

$$\Delta\theta=\theta_A-\theta_B=r_R-r_L=\frac{x_R-x_L}{L}-\frac{x_R-x_L}{L+\Delta L}=\frac{a\cdot\Delta L}{L^2+\Delta L\cdot L} \tag{15-19}$$

式中　$a=x_R-x_L=$目距。

据定义则有

$$L/\Delta L=\frac{a}{\Delta\theta\cdot L}-1 \tag{15-20}$$

此即深度灵敏度的表达式。其中，ΔL 为深度分辨阈；$\Delta\theta$ 为视差角，相当于各种深度因素引起深度知觉变化的分辨阈。

从 $\Delta\theta$ 式，经过简单的代数变换得到，

$$\Delta L=\frac{\Delta\theta\cdot L^2}{a-\Delta\theta\cdot L} \tag{15-21}$$

当 $a=64$ 毫米，$\Delta\theta=\pm10''$，则有分辨阈值 ΔL 表示在表15-8。当$\Delta\theta$取正值时，ΔL即为远端阈值，$\Delta\theta$ 取负值时，ΔL 即为近端阈值。

表 15-8　分辨阈值

视距 L（米）	0.25	0.75	2	8	25	100	400	1333
远端 ΔL（厘米）	0.0047	0.042	0.3	4.8	48	811	17143	∞
近端 ΔL（厘米）	0.0047	0.042	0.3	4.7	46	698	9231	66633

从表15-8可见，远端阈值 ΔL随视距L 的增加迅速变大，直至 $(a-\Delta\theta\cdot L)$ 为无穷大．在一定的 a 和 $\Delta\theta$ 的条件下，存在一个刚好能与无穷远目标物加以分辨的距离 L_t，该距离即为体视半径。如取 $a=64$ 毫米，$\Delta\theta=8''$时，有

$$L_t=\frac{a}{\Delta\theta}\approx1600(\text{米})$$

亦即对于超出 1600 米以外的物体，无法凭借双眼视差来判别远近的差别或不再有深度的知觉。

④　深度知觉的其它因素

（a）调节

通过晶状体厚度的变化，可以使不同距离的目标物在网膜上成像，致使获得一定的深度感。但这个距离不很大，一般局限在 2—3 米以内。

（b）网膜像大小

设目标物的大小为 S，观察距离为 L，网膜像的大小由 $\theta_s=S/L$ 而定。即物的大小一定时，网膜像的大小与不同距离成反比。这样，网膜像的大小便反映出距目标物的远近，或者说反映出深度感。

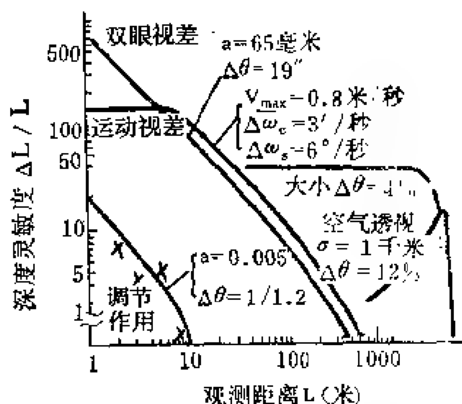


图15-48　深度灵敏度的距离特性

考虑分辨阈 $\Delta\theta$ 与 S/L 成反比，当用 1.8 米正方形视标进行测试时，得到 $\Delta\theta=4\%$．其深度灵敏度曲线见图 15-48。

(*c*) 运动视差

当火车行进中，向窗外看去，近处物体一掠而过，远方物体基本不动或动得较慢。这反映物体运动速度与观察距离有一定关系，或者说运动速度对判断物体远近有一定联系。当移动一个物体，同时用单眼注视另一个静止物时，刚好可以看成图 15-47 中的两眼位置方向上单眼在随时间移动。于是双眼视差就可以看成由单眼按时间进行变化而产生的。这种视差叫做单眼运动视差。单眼运动视差引起的深度灵敏度的距离特性见图 15-48。运动视差的速度分辨阈通过辐膜角的角速度表示。其深度灵敏度表达为

$$L/\Delta L=\frac{v}{\Delta\omega\cdot L}-1=\frac{\omega_L}{\Delta\omega}-1 \tag{15-22}$$

式中　v——运动速度，$\omega_L=\frac{v}{L}$；

$\Delta\omega$——运动视差速度分辨阈。

对于$\Delta\omega$数值，因人而不同，一般 $\Delta\omega$ = 几度—10 度/秒

(*d*) 空气透视

由于大气中的微小颗粒对光产生散射和吸收等等，使远方物体的对比度随距离而改变，以致使更远的目标物与其周围背景达到同样的亮度。这样，造成了从近到远的对比度逐渐下降的效果，使人感觉出远近感，叫做空气透视。

今以空中为背景，距离为 L 处的物体对比度 C_L 定义为

C_L = (空中亮度 − 物体亮度)/空中亮度

且有，

$$C_L=C_o\cdot e^{-\sigma L} \tag{15-23}$$

式中　σ——空气的散射系数；

C_o——至近距离的对比度。

通过对比分辨阈可以求出深度灵敏度。图15-49表示的曲线是 $C_o=1$，$\Delta C=\pm1$ 分贝和 $\sigma=1$ 千米$^{-1}$ 的情形。

根据这一特性，当空中烟雾浓（σ 大）时，更远的目标物就不易看清，而空气十分透澈，σ 很小时，将减小了空气透视效果，会降低深度感。

从图 15-48 可知，各种因素的距离特性中，双眼视差一般在10米以内是十分重要的；运动视差在适当的速度下是有效的，特别是在远距离时比双眼视差还有效；对于非常远的场合，要得出距离的深度感，网膜像尺寸大小及空气透视是重要的。

⑤视野争斗

当两眼分别以不同的刺激时，在其网膜上对应的区域里有性质不同的像（这种性质不同的像不是水平错视的几何量的差别），由于无法融合使两眼单视视觉受到妨碍，会使两像中的一个消失掉。这样，两眼网膜对应区域各以性质不同的两种信号向神经系统传递时，抑制效应便时而作用于左眼，继而又作用于右眼。结果引起左右两眼单视的交替，即时而看见右眼像，继而右眼像消失而看到左眼像。这种现象叫做视野争斗。

不限于几何图形，颜色的差异也会呈现视野争斗。例如，两眼分别刺激红光和蓝光，结果时而看见红光，继而红光消失又看见蓝光。当两种颜色差异在一定的范围内，则会融合。佐川和池田[43]以 7400 开尔文白光刺激一个单眼，另一眼刺激给各种不同的颜色，当融合概率≥50%时融合的色度范围可以用色度图来表示，如图 15-49 所示。图中，W为白光 7400

开尔文的色度点，虚线围成的区域即为与W的融合范围。在此范围内的色光能在50%以上的概率下与白光融合。

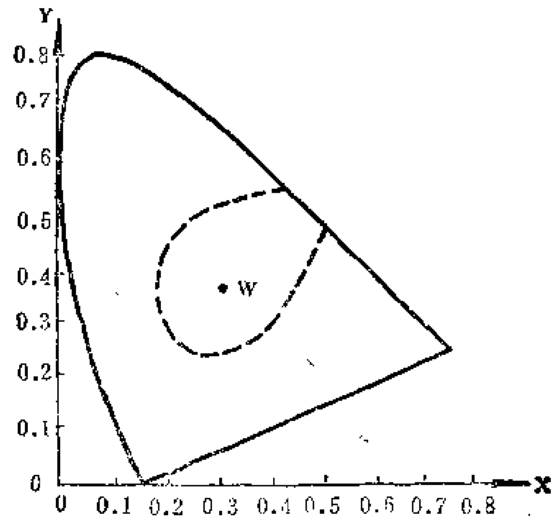


图15-49　与白光融合的色度

⑥双眼图像差的允许范围[44]

从双眼视觉的功能和特性出发，两眼的图像差异可保持在5—10%以内。具体可有如下范围。

(*a*) 图像大小差别：几何图形在5%以内。差别在1—2%时会引起眼的疲乏；3—4%时双目视觉会发生障碍；5%以上时不能建立体视感。对于一般图形可以保持在10—15%。

(*b*) 亮度差别：30%以内。

(*c*) 色度差别：以最敏感的波长580毫微米计，允许约±15毫微米以内。

(*d*) 呈现时间：允许差20毫秒以内。

(*e*) 极限鉴别率差别：10%以内，对于低鉴别率图像可达30%。

四、时一空信息的视觉特性[45]

(一) 时间 MTF

(1) 时间 MTF 与 CFF

视觉系统时间 MTF 的测试采用光强按时间频率变化的正弦波 $B(t)$ 作为刺激光

$$B(t)=\overline{B}(1+m\sin 2\pi ft) \tag{15-24}$$

式中　$\overline{B}$——平均亮度；

f——时间频率；

t——时间变量。

测试遵从如下假设，光刺激的调制振幅在向神经信息转换和向大脑中枢传递中衰减，当达到信号检测机构的阈值以下时，不能察觉到明度的变化。该阈值不论频率如何都是一定的。于是将刚刚能察觉明度变化的亮度调制阈值 m 作为时间频率而求出，其倒数与时间频率的关系即为视觉系统的时间频率特性或时间调制传递函数或时间 MTF。m 的倒数叫做视觉系统的调制灵敏度或停闪灵敏度。

如同空间 MTF 的高频处于截止频率相当于视力（空间分辨率）一样，时间 MTF 高频段达到不能分辨停闪的时间频率称作临界停闪频率（CCF），即相当于时间分辨率。

不论明暗的或彩色情况下的时间 MTF 曲线都是带通型，而且随网膜照度（或相应的平均亮度）的不同而不同，相应地 CFF 也有很大差别。彩色情况下的 CEF 大约是明暗的 $\frac{1}{3}$—$\frac{1}{5}$，如图 15-50 所示。

(2) 空间图形和时间 MTF

图15-51 (*a*) 所示，光刺激的空间图形不同时的时间 MTF 曲线。在平均亮度相同而调制面积小时，高频响应下降，低频响应提高。小调制面积边缘模糊和同样面积边缘尖锐（整

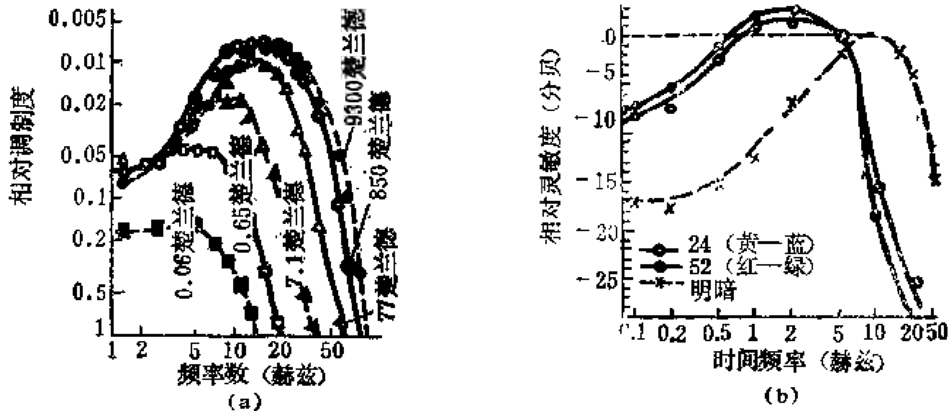


图 15-50　(*a*) 明暗时间 MTF；(*b*) 彩色时间 MTF

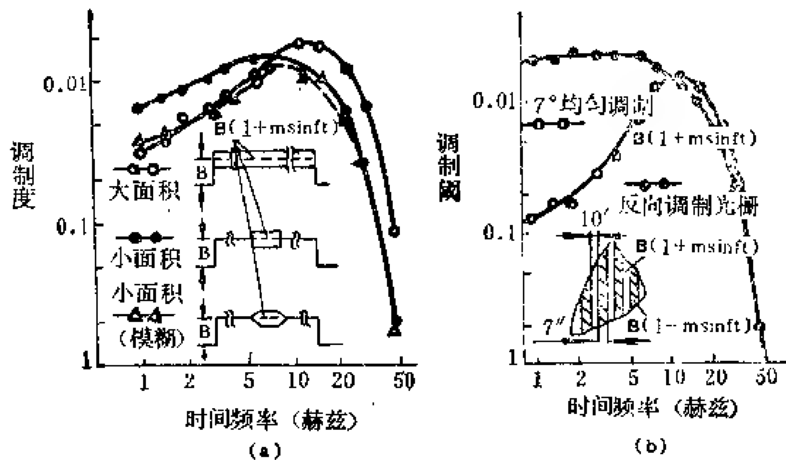


图 15-51　时间 MTF 随空间图形的变化

齐）的情况下，前者低频响应下降。

当空间图形具有光栅型式时，时间 MTF 曲线将有另外的表现。图 15-51 (*b*) 是 0 对线/度（无图形）和 3 对线/度的矩形光栅相互反相调制，结果低频率部分差别很大，高频部分基本一致。

(3) 颜色和时间 MTF　各种色光的时间 MTF 与白光时比较，没有多大差别。但对各色觉机制分开测定，如图15-52 所示，时间 MTF 有了变化。在整个视标均匀调制的情况下，*G*（绿光），*R*（红光）和 *B*（蓝光）的时间 MTF 依次下降。图 15-53 是色光时间 MTF 曲线。其中，*A* 表示 *R* 与*G* 进行反相调制；*B* 表示 *R* 与 *G* 的混色—*Y*（黄光）的亮度调制；*C* 表示在恒定的 *Y* 上加有 *R* 的调制。可见，*B* 与 *C* 在高频部分是相同的，*B* 与 *A* 在高频和低频相互有相反的特性。

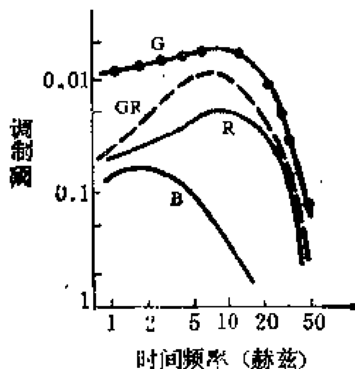


图 15-52　色光时间 MTF 曲线

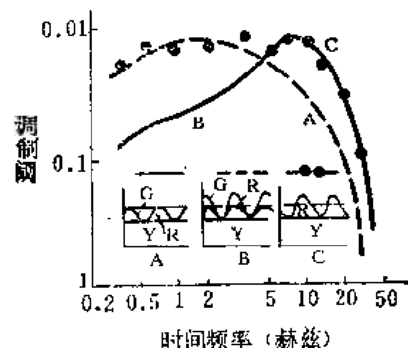


图 15-53　色度时间 MFT 曲线

如将视标图形分成二半，分别进行亮度和色度的反相调制，其时间 MTF 如图 15-54 所示。其中，以黄色为中心的 *R*—*G* 色度调制比均匀的亮度调制场合，其时间 MTF 曲线有明

显下降。

（二）时-空诱导特性

（1）动场的同时对比现象

一个具有一定亮度和颜色的视标，当它的包围部分的亮度和颜色变化时，会察觉到视标明度与色度有变化。这种现象叫做同时对比特性。在考虑时间调制时，有下述的动场同时对比现象。

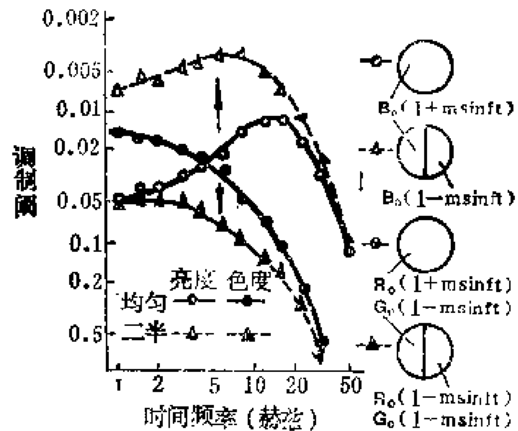


图15-54　空间图形对时间MTF影响

图 15-55（a）所示，试验部分 $T\cdot F$，包围它的 $I\cdot F$ 部分具有正弦调制的亮度，则从 $T\cdot F$ 上感觉到的亮度刚好与 $I\cdot F$ 反相变化。这种现象叫做诱导效应、$I\cdot F$ 为诱导区域。这时，如果在 $T\cdot F$ 上加上一个与 $I\cdot F$ 同相的调制，则 $T\cdot F$ 的亮度变化即被抵消，当抵消到零时，所加到 $T\cdot F$ 的刺激大小就作为时空诱导效应的度量。

同样，对于色度变化也有这种效应。图 15-55（b）是明度与色度的诱导时间频率特性，其纵轴为调制传递比，即 $I\cdot F$ 调制振幅与加到 $T\cdot F$ 上面用来抵消诱导的调制振幅之比。

图 15-55（c）是 $I\cdot F$ 的宽度对诱导效应的影响。明暗场合，$I\cdot F$ 宽达 10′ 以上诱导效应达到饱和，而彩色场合，$I\cdot F$ 宽度达1.5°才开始饱和，这和色度 MTF 峰值的频率是明暗场合的 1/10 基本相吻合。

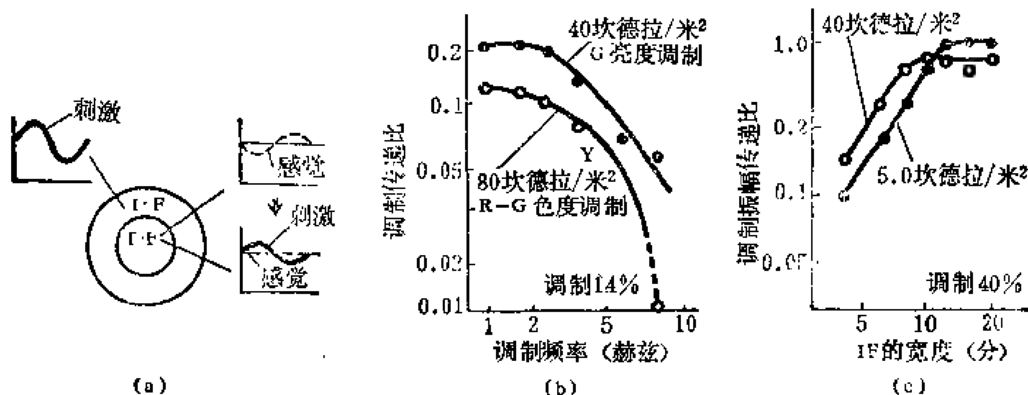


图15-55　动的同时对比特性

（2）主观色

当给以明暗时—空间的刺激时，会发现有物理颜色以外的色，称作主观色或费什涅色。这种现象是明暗空间图形和时间图形相互作用的结果。

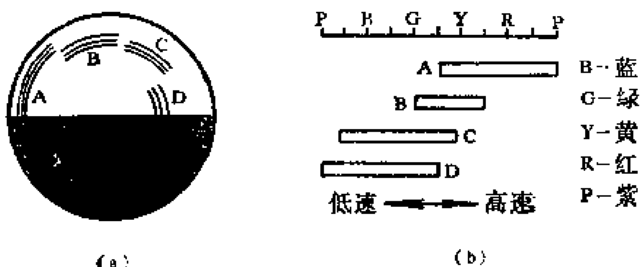


图15-56　本哈姆圆盘与主观色

能产生较高纯度主观色的时—空图形如图15-56（a）所示的本哈姆圆盘。当圆盘转动时，沿着 A，B，C，D 部分形成同心圆细线将呈现主观色。

主观色的色调将随明暗变化的频率和圆盘表面照度不同而改变，同时不同人之间也有一定的差别。对应图 15-56（a）各

组细线的主观色色调大致如图 15-56 (*b*) 所示。明暗变化频率低时，黑—白交替较为显眼，频率高时，细线成为灰色圆环。纯度最高的主观色是在圆盘照度为300勒克斯，频率为48—10 赫兹和网膜照度是 10^3 楚兰德时频率为 6 赫兹情况下产生的。为更好地看到主观色，需要用含有更多红光成分的宽光谱分布的光来照明。

背景上的图形尺寸与产生的主观色纯度也有关。图 15-56 圆盘上的细线宽度与间隔为10′时，无论在黑线上和白地上都能看到主观色。当宽度增加到 50′ 时，主观色纯度便下降，中间部分呈黑色。

第四节　视觉光学测试技术

一、眼光学测试

（一）光焦度与调节的测试

眼折光系统的光焦度一般是指远点的会聚度。光焦度的检验是讨论眼光学性能和眼镜配制中的重要问题。主要有主观法，客观法[46]和应用激光散斑效应等方法[47-49]。

(1) 主观法

①折光异常的检验

备有各种屈光度的凸透镜和凹透镜，对近视眼和远视眼各自选配凹或凸镜放在眼前，看置于 5 米处的视力表。在有最好的视力时透镜的屈光度数即决定了眼的光焦度。这种方法简易直观，但受验者的眼要有调节，而且测试时要不断更换不同度数的透镜，容易导致疲劳，因此常不能准确判断视力。

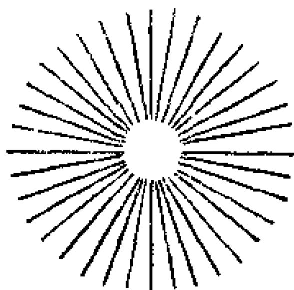


图 15-57　检验散光用的视标

②散光的检验

检验散光用的视力表如图 15-57 所示的辐射状图案。散光眼看它时，会在某一个方向上清晰，而在与其垂直的方向上模糊。这时，不断更换不同度数的柱面镜，直到同时能看清各方向的线条，即可确定散光的度数和散光轴的方向。

另外，也可采用交叉镜检验。这个交叉镜是将镜片的两面分别做成凸柱面和凹柱面，二轴垂直而度数绝对值相等。在“+”轴和“−”轴中间 45° 地方安一手柄。旋转手柄使交叉镜翻转（通常叫捻转），则“+”轴和“−”轴反转。受检者将此交叉镜放在自己的眼前看视力表，边捻转边沿顺时针或逆时针方向转动交叉镜以确定镜轴。再加一块这种交叉镜或柱面镜看视力表，当认为合适时便初步确定散光度数和散光的方向。交叉镜如图 15-58 所示。

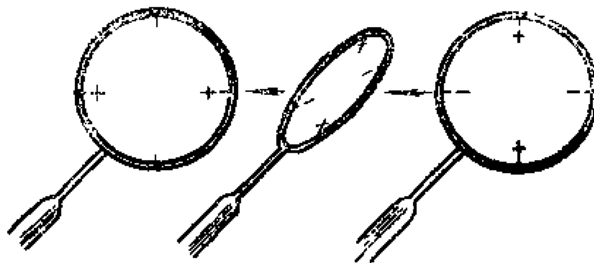


图 15-58　交叉镜检验法

(2) 客观法

①检影法

此方法是检验屈光不正的常用方法。检验时用一个中心带有窥孔的反射镜，将从小孔光源发出的光线反射到被检眼中（见图15-59），尽量接近视轴，同时令被检者注视一个较远的物体。检验者通过窥孔看到被检者眼瞳内的红光反射，当移动反射镜

时，入射到被检眼瞳孔的光束也移动，这时从眼底反射出来的光束在瞳孔内移动，检验者可以看到这种移动的“光影”。当反射镜移动方向与光影移动方向相同时叫做“顺动”，反之叫做“逆动”；而当反射镜移动光影不动叫做“中和”。所谓中和即检验者的瞳孔恰位于被检者的远点处。这样，检验者在被检眼前置以适当的透镜，可以改变光影运动的方向，并使之达到中和。此时如果被检者眼无调节，则置于他眼前透镜的屈光度数减去窥孔至被检眼距离的屈光度数就为被检眼屈光度数。

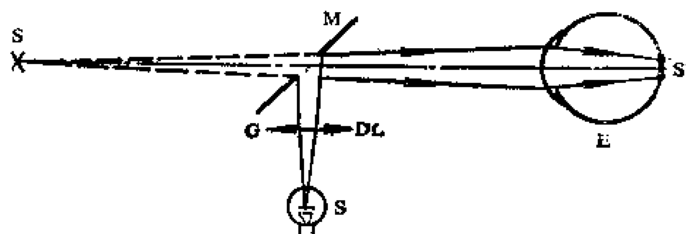


图 15-59　光影检验镜

此方法方便简单，不需要复杂的装置，一般是在暗室内操作。但要得到准确结果需要熟练的技巧。对于儿童和老人常需使用睫肌麻痹剂，以使调节松弛。

②用屈光计的方法

用来观察目标物是否成像在受验者的眼底上并能测出其光焦度（屈光度数）的光学仪器叫做眼屈光计。这种仪器应有如下特点：在观察视场中应排除角膜反射的影响；能在自然瞳孔下测定；同时能测散光；操作方便，可靠，可供临床使用。

屈光计有多种类型，有代表性的屈尔和哈尔特格改进型。

屈尔型是通过棱镜改变光路长度，使目标 T_1 在网膜上清楚成像。自网膜反射的光束通过反射镜 M 的中间孔到达 T_2，将根据刻度尺读取屈光度数（见图 15-60）。

图 15-61 是通过光阑 A 上的一对小孔向受验者瞳孔投射二束光，使目标 T_1 在眼底成像，反射后观察其像 T_2。

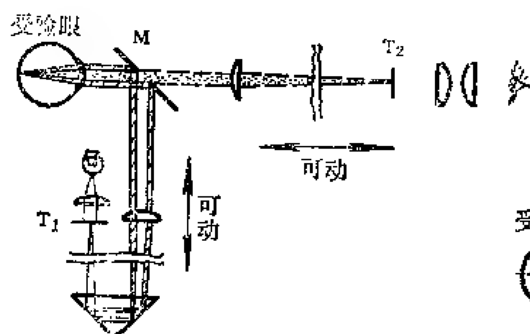


图 15-60　屈尔型屈光计

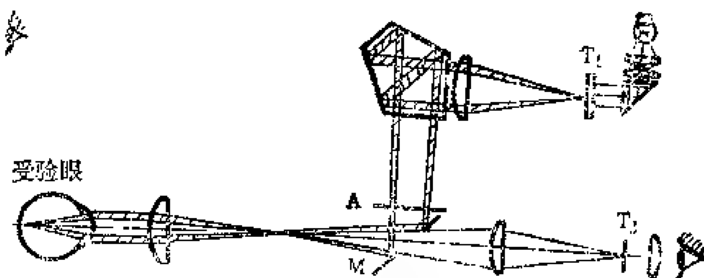


图 15-61　重合式屈光计

调节的测定与光焦度测定没什么实质上的区别，只需再测出近点距离。将目标慢慢移近被测眼，测出能看清的位置，用上述测远点的方法即可实现。

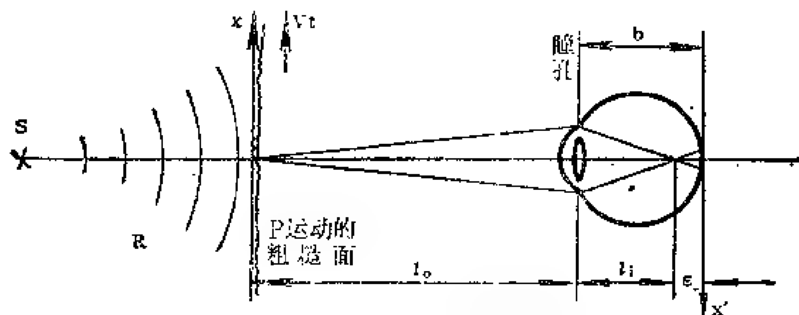


图 15-62　激光散斑实验简图

（3）激光散斑法

图 15-62 所示，激光光源 S 发出球面波（曲率半径为 R），照射到粗糙面 P 上。在P面建立 x 坐标，并以速度 v 运动。眼睛固定，令网膜坐标为 x'。由于激光在粗糙面上散射而产

生散斑图，此图在受验眼的l_i处成像，并距网膜为ε。当$\varepsilon>0$时为近视，$\varepsilon<0$时为远视，$\varepsilon=0$时为正视。散斑图在网膜上的速度由下式确定

$$\frac{\Delta x'}{\Delta t}=\frac{l_i+\varepsilon}{l_0}\left\{1+\frac{l_0^2}{l_i^2}\left(\frac{1}{R}+\frac{1}{l_0}\right)\varepsilon\right\}v \tag{15-25}$$

式中　l_0——p面到眼瞳的距离；

t——表示时间。

将此速度折算到粗糙面上，则为

$$v'=\left\{1+\frac{l_0^2}{l_i^2}\left(\frac{1}{R}+\frac{1}{l_0}\right)\varepsilon\right\}v \tag{15-26}$$

这样，该式便将眼的屈折状态（l_i和ε）与观测距离（R和l_0）转换成散斑的运动。于是，当正常眼（$\varepsilon=0$）时，显然$v'=v$，即看到的散斑运动速度与粗糙面的速度一致。

在$R>0$或发散状态下，当$\varepsilon<0$或远视时，与粗糙面相比会感到散斑速度变慢；以致当ε为某一数值时会处于$v'=0$，即尽管粗糙面在运动，但看到的散斑却是不动的。如果调节还弱时，看到的运动方向与v相反。当$\varepsilon>0$或近视时，看到的运动方向总是与粗糙面同向且速度增大。在$R<0$或会聚光场合，情况与上述刚好相反。

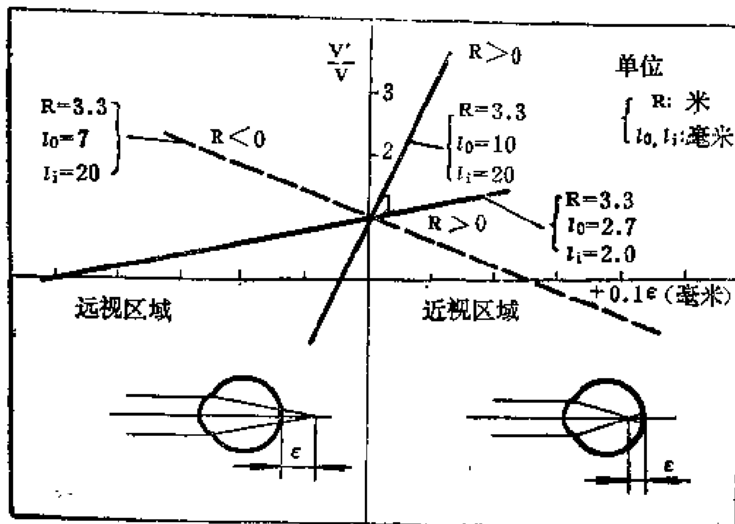


图 15-63　v和v'的比值

v和v'的关系图如图 15-63 所示。通过图 15-64 的装置可以进行实用测试。

图 15-64 中：F——滤光片，用来降低激光能量；

CL——准直物镜，将激光束口径变大；

M——反射镜；

D——辊轮，产生激光散斑；

B——快门，提供瞬时光束；

T——目标物；

HM——半反射镜；

BL——辅助物镜。

辊轮D可以轴向移动以改变散斑图到眼的距离。受验者凝视一个目标物T的同时，打开快门S看到散斑颗粒流动方向，判断"上"、"下"或"静止"。当移动辊轮D直到看见散斑静止时，则所要确定的眼光焦度（以屈光度为单位）φ通过下式计算

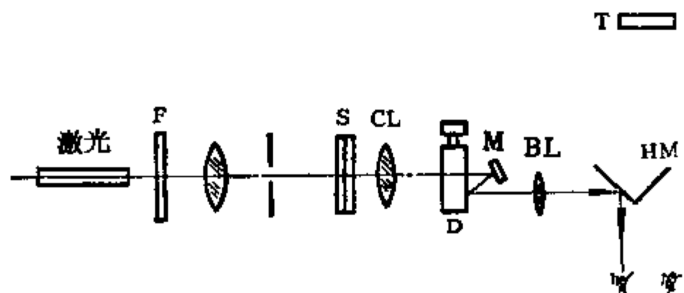


图 15-64　利用散斑效应的测试系统

$$\varphi=F^2u-F \tag{15-27}$$

式中　F——辅助物镜的光焦度；

u——辅助物镜到辊轮的中心之距离。

此方法除测光焦度外，还可以测量眼轴长以及改用不同颜色的激光时测量色差。

用此方法时，由于激光直接进入人眼，对眼将会有一定的损害，所以要尽量减低激光的能量。

（二）眼光学常数的测试[50]

构成眼光学系统的各部分光学常数的测定，受很多因素约束。例如，活体眼并非完全静止，而是不时地在微动。所以应当选择不因此而影响测量精度的方法。同时，尸体的或手术摘出的眼虽然是不动的，但其折光性能等与活体眼稍有差别，其测定结果与实际情况不那么吻合。

（1）角膜曲率半径测定

角膜和晶状体各面的反射象，也称普尔基耶—桑松象，在眼光学测试中经常应用。图15-65所示，从角膜前面反射的第Ⅰ象约是入射光能的2.5%。其它各面分别为第Ⅱ象、第Ⅲ象和Ⅳ象，它们总共的能量是入射的0.02%。第Ⅰ象能量较多，易于测量，所以研究第Ⅰ面曲率半径测试问题也较多。

测量角膜前面曲率半径的仪器叫做角膜计或测眼计。它是由二个目标（光标）从角膜反射、测出二个象的间隔，再计算出曲率半径。角膜计最早由亥姆霍兹提出，以后进行了各种各样的改进。临床应用较早的一种是贾沃尔—席厄茨型，如图15-66所示。二个目标 M_1 和

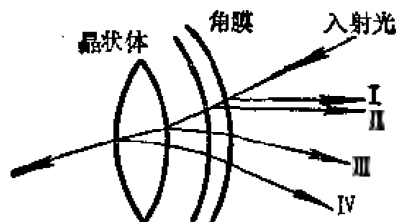


图 15-65　普尔基耶像

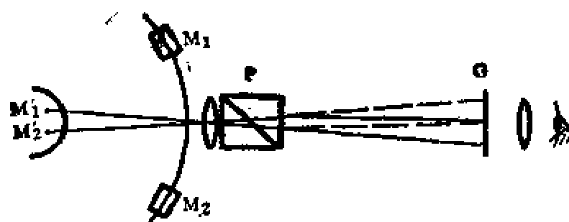
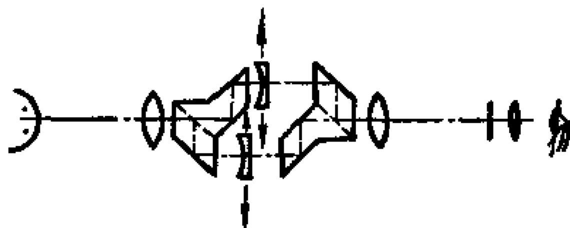


图 15-66　贾沃尔—席厄茨角膜计

M_2 在角膜前面的反射象为 M_1' 和 M_2'。通过渥拉斯顿棱棱镜 P 在 G 上产生双像。此仪器精度可达±5/100毫米左右。

图15-67是利特曼型。利用半透镜将观测光路分成两束，通过透镜偏心和棱镜的作用测出二个反射的间隔。此仪器精度较高，可达±2/100毫米左右。此仪器可从刻尺上读取角膜前面的曲率半径 r 值，并按 $\varphi=\frac{1000}{r}n$ 的关系刻出其光焦度数（n 为角膜的折射率）。

角膜后面的曲率半径需要从第Ⅱ象来测定，但第Ⅱ象与第Ⅰ象很靠近并且能量很弱，当观察角很小时不易与第Ⅰ象分开。又由于生理光学研究中，往往忽略了角膜后面，所以对其曲率半径不怎么测量。


图 15-67　利特曼型角膜计

（2）晶状体的曲率半径的测定

多采用测量普尔基耶第Ⅲ象和第Ⅳ象的方法。但第Ⅲ和第Ⅳ象较第Ⅰ象暗得多，往往看不出明确的象，不容易定焦。近年来多采用照相方法，即拍摄角膜和晶状体的光学断面。拍照时照相机与狭缝光源灯发出的细光束构成已知倾角。对底片上各间距进行测量并按倾角和相机放大倍率予以校正，即求出各面的显现位置，进而再求晶状体两面的曲率半径。此法虽

然有不能立即得出欲测数据的缺点，但能得出真实的曲率半径。同时，通过快速摄影可以连续显现出调节过程中的晶状体曲率的变化。不过，要准确求得晶状体曲率半径数值较为复杂，所以关于其曲率半径的测量问题，至今还在研究之中。

(3) 各折射面位置的测量

实际上这是测定角膜厚度、前房深度及晶状体厚度的问题。最简单的方法是用显微镜依次对焦到角膜前面，后面等，其显微镜移动的距离即为各部分的厚度。但由于显微镜在调焦过程中会引起眼的活动，所以此方法不是很准确的。

近来，有采用旋转平板玻璃的方法。即先制出角膜和晶状体的切片，再用显微镜观察。其中一部分光束通过一块平行玻璃板。通过玻璃板的和不通过玻璃板的光束将产生双象，旋转玻璃平板使双象合在一起，则从其旋转角度计得双象间隔，进而求出要测量的尺寸。

(4) 眼轴长度的直接测量

对活体眼的测定，可以利用X射线或超声波。暗适应下的网膜在接收X光刺激时，会感觉带有绿蓝色的白光。根据这一点，采用主观方法于测试。从眼的侧面垂直眼光轴方向射入一束狭窄的X光，在网膜的某一部位将截出一圆环。当X光束沿眼光轴方向移动，光环在变化，当X光束移至眼球后极部时，受验者看到的光环变成一个亮点。此瞬间受验者做出一个表，并计出它到事先确定的角膜顶点位置的距离即为眼轴长度。

用超声波方法最为简单。从眼的前方射入的超声波通过角膜和眼底反射，在测量用的显像管上可以拍摄所呈现的回波图像。如果装置的输出灵敏度调得适当（例如用5兆周、ϕ8毫米晶体振荡元件），能出现晶状体前面和后面的回波。这样，可以和眼轴长一起同时测出前房深度、晶状体厚度。

另外，本节说明的屈光不正度数测量中的激光散斑法[48]，也可以同时测定眼轴长度。

(5) 介质折射率的测量

角膜、房水、晶状体和玻璃体等介质的折射率均未能从活体来测量，所在视觉光学计算中的各折射率值都是从眼标本实测的或采用亥姆霍兹模型眼的折射率。

通过偏光效应发现角膜有双折射现象，利用纹影法还可以确认晶状体随部位的不同，折射率有差异。

(6) 眼的像差的测量

用检影法或精密屈光计来测量距离瞳孔中心不同位置上的屈光度便可得出球差。当改变不同色光时即可确定色差。

二、视觉心理测试

心理测试的分类[51]在很多场合和一些系统中，人的视觉系统往往作为其末端接收器。这样，对客观物理刺激需要进行主观评价，而主观评价是通过心理测量来实现的。所谓心理测量包括心理常数测量和评价尺度构成。心理常数包括：

(1) 阈值 能感觉和不能感觉的刺激（或刺激差）的交界值，叫做刺激阈或分辨阈。

(2) 主观等价值 给一个刺激，当认为它与一个标准刺激相等时，称此刺激为主观等价值，简写成PSE。

(3) 极限　感觉到最好或最坏的刺激值。

尺度的构成是指对知觉及品质一类的心理量如何加以度量的问题。

(一) 常数测量

常用的方法有极限法、调整法和恒定法。

(1) 调整法

通过受验者自己任意调节刺激来找到所要求的最好的刺激以求出要确定的常数。一般是一人多次或多人一次测量，求出其平均值和中误差。此法节省时间但较之粗略。

(2) 恒定法

不是受验者自己而是实验者将刺激分成四个或七个（或若干个）阶段，分别以100次或200次（或若干次）混乱无序地呈示给受验者。显然，这些刺激中包含着阈值和PSE在内。

以分辨阈和PSE为例，要求受验者接收到刺激后相应回答："是或非"、"大或小"、"好或坏"等等。通常以"大"、"小"和"看不出差别"三种回答为好。

当刺激出现时，即使同一刺激也有时会判断比标准值为大（大反应）、为小（小反应）或看不出差别（等疑反应）。各种反应出现的概率与刺激值之间的关系如图15-68所示。当概率为50%时的刺激值从曲线可以求得，例如小反应为S_l，大反应为S。在不很严格的情况下，取S_l和S_u的中点S_e为PSE值，而S_e-S_l为下分辨阈，S_u-S_e为上分辨阈。

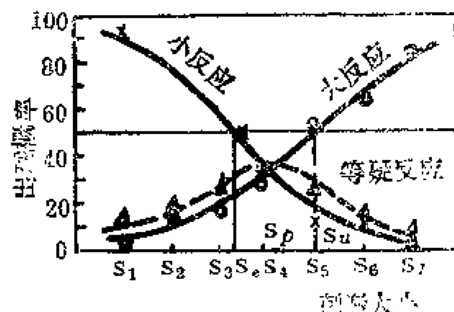


图15-68　恒定法中各种反应出现的概率

(3) 尺度构成

在图像的评价中多采用评价尺度法和间隔尺度法。

所谓评价尺度法是将要进行的评价分成m组，例如分成：非常好、很好、一般好、不好不坏、一般差、很差、非常差或用数字表示为+3，+2，+1，0，-1，-2，-3等型式。受验者判断呈示给他的刺激R_j属于哪一组。经多次试验，从落到各组的频数计算其加权平均值。

对于刺激R_j，受验者得出的主观判断会因人而异，即使同一受验者也因时因地而不同。但判断的分布遵从正态分布时，取其平均值S_j，标准误差为σ_j，此时的评价尺度S叫做间隔尺度。事先规定的n组评价，在尺度S上（见图15-69）被分成m个区间，若第K_r组的下限在S上由t_r给出时，则对应刺激R_j落入K_r组的频率p_{jr}用间隔尺度S表示为[6]

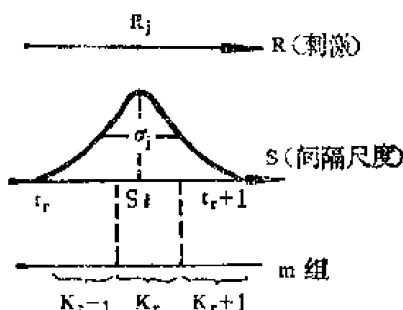


图15-69　间隔尺度

$$p_{jr}=\frac{1}{2\pi\sigma_j}\int_{t_r}^{t_{r+1}}\exp\left\{-\frac{(S-S_j)^2}{2\sigma_j^2}\right\}ds \qquad (15\text{-}27)$$

(二) 灵敏度的测试[63]

(1) 麦克斯韦给光方式

在阈值等测试中，要对眼提供刺激光、背景光或适应光。较为严密的方法是麦克斯韦给光方式。其一般形式如图15-70所示。光源S于平行光管物镜C的焦面处，射出的平行

光束通过口径为D的光栏A並由透镜ML聚焦在其焦面上。受验眼就放在此焦面处。使光线进入眼中。这种给光方式能提供较高的亮度，达到10^6毫勒克斯也是容易的。同时光可以通过眼睛瞳孔中心，光束直径如能保持在2毫米以下，完全可以不影响瞳孔直径的变化。从

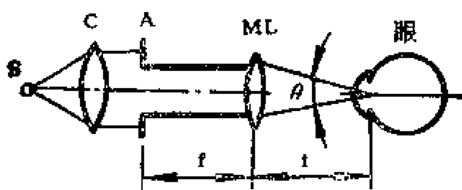


图15-70　麦克斯韦给光方式

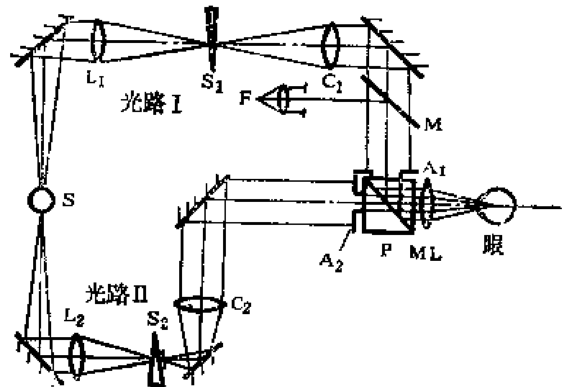


图15-71　双光路麦克斯韦给光方式

图可见，视角θ与光栏直径D有如下关系

$$\theta = 2\tan^{-1}(D/2f') \qquad (15\text{-}28)$$

式中　f'——ML的焦距。

此系统的缺点是调整比较复杂，又必须将眼瞳置于焦面处。实用上常采用双光路型光学系统（见图15-71）。光路Ⅰ提供适应光，光路Ⅱ提供刺激光。此系统常用来测定分辨阈值。

(2)阈值的测定

图15-71中，光源S通过透镜L_1成像在焦点S_1上，在S_1处放密度楔或干涉滤光片。通过C_1和棱镜P光束按麦克斯韦方式给光。光栏A可以确定适应光的视场大小。第Ⅱ路光束和第Ⅰ路以相同的方式进入眼中。光栏A_2小于A_1，用以控制刺激光视场小于适应光视场。在S_2处装有快门，控制给光时间；装有密度楔控制刺激光强度。

上述从光路Ⅱ按一定时间间隔提供重复的刺激光ΔB，对任一ΔB均有其知觉概率P，並能建立P与ΔB的关系（见图15-72）。一般取$P=50\%$时相应的ΔB为阈值。

(3)V_λ的测试

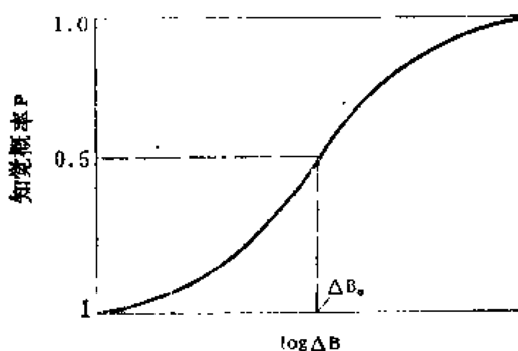


图 15-72　知觉概率曲线

视觉系统对明度的光谱灵敏度函数叫做光谱光效率函数（以往称视见函数），记作V_λ。

①直接比较法

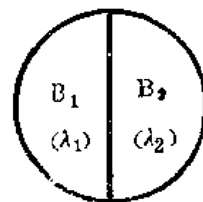


图 15-73　直接比较法的视场

将具有辐亮度B_1，波长λ_1的光和辐亮度B_2，波长λ_2的光按图15-73方式加以比较。调节其中的一个（例如B_2），使之二者明度一样。这时，$B_1 \neq B_2$，但达到$V_1B_1 = V_2B_2$。这当中的V_1和V_2即为对应λ_1和λ_2的相对灵敏度。

此方法由于要对不同颜色的光进行比较使之明度一致，即使是对训练有素的人也会感到困难。所以亮场的V_λ多不采用此方法。

②逐步测量法

从直接比较法出发，如果要比较的二束光是处于某波长λ的两边或者写作$\lambda+\Delta\lambda/2$与

$\lambda-\Delta\lambda/2$，则当明度一样时其辐亮度之比 w 为下式

$$w=\frac{V(\lambda+\Delta\lambda/2)}{V(\lambda-\Delta\lambda/2)} \tag{15-29}$$

用台劳级数展开，则有

$$w=\frac{V_\lambda+\frac{\Delta\lambda}{2}\frac{dV_\lambda}{d\lambda}}{V_\lambda-\frac{\Delta\lambda}{2}\frac{dV_\lambda}{d\lambda}}=1+\frac{d\lambda}{V_\lambda}\frac{dV_\lambda}{d\lambda}=1+\Delta\lambda\frac{d(\log V_\lambda)}{d\lambda} \tag{15-30}$$

于是，

$$\frac{d(\log V_\lambda)}{d\lambda}=\frac{w-1}{\Delta\lambda} \tag{15-31}$$

这样，当求得某波长 λ 上的辐亮度比 w 时，就可以给出 $\log V_\lambda$ 的微分。所以，对一系列 λ 求 w 并将 $\log V_\lambda$ 的微分作为 λ 的函数求出（做图表示），通过积分得到 V_λ。

③闪光法

如图15-74所示，标准光 B_s 和波长为 λ 的刺激光 B_λ，按时间性地交替呈现给受替验者。改变辐亮度 B_λ 的大小，当产生的闪烁最小时其 B_λ 的倒数即为对该波长 λ 的灵敏度。此方法不论波长有多大差别，都容易找到闪烁最小的状态，所以适于明视觉的 V_λ 的测定。

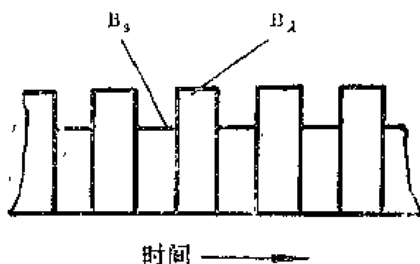


图 15-74　闪光法　B_s——标准光，B_λ——被测光

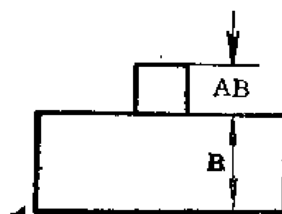


图 15-75　阈值法

④阈值法

如图 15-75 所示，在具有适应光 B 上加一个刺激光 ΔB，这时测得的阈值叫做分辨阈或差分阈。没有 B 的情况下其阈值为绝对阈，其倒数即灵敏度。当用不同色光时测得的即为光谱灵敏度。此方法由沃尔德提出並实践。图 15-76 是沃尔德测得的 V_λ 和 V'_λ。其测量条件是 1° 视场，持续时间为 1/25秒。图中，黑点线是离网膜中心凹 8° 处视杆细胞的灵敏度，白圈线是中心凹视锥细胞的灵敏度，虚线是CIE规定的 V_λ 和 V'_λ。可见，两条 V'_λ 曲线很一致，而 V_λ 在短波部分有所差别。

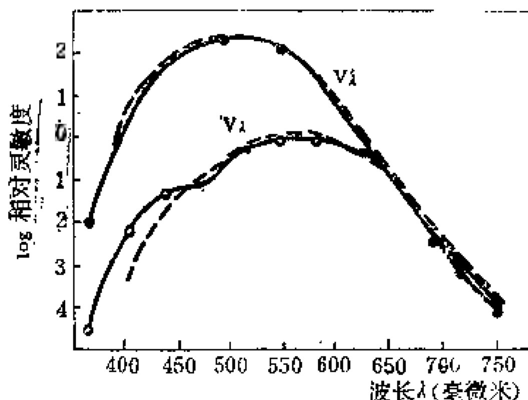


图 15-76　阈值法测得的 V_λ 和 V'_λ

（三）视觉系统 MTF 的测试

视觉系统 MTF 不是象光学系统那样采用物理方法测量，而是通过以大脑知觉为基准的心理物理的测量。这包括阈值法和调制（对比）度匹配法。另外，还有采用视觉诱导脑电波（或VEP）法实现客观地定量测量。

(1)阈值法

为受验者提供一个空间亮度分布按正弦变化（如图15-37）的图案，在不同空间频率时改变其调制度求出不能分辨的调制度，其倒度即为视觉系统的 MTF 。在测量中始终保持平均亮度$\bar{B}=\frac{1}{2}(B_{max}-B_{min})$=常数。

为提供满足图 15-37 的分布，通常有两种方式。一种是直接做出密度型的正弦光栅並具有各种调制度。另一种方法是用调制度为 1 或为某一常数的正弦光栅，通过图15-77 所示的系统改变调制度[54-55]。

图 15-77 中，SP 是正弦板，P_1 和P_2是相互正交的偏光片，A 为能绕轴旋转的检光片，HM 为半反射镜。当正弦板的亮度分布为 $B=\bar{B}(1+\cos2\pi Nx)$时，A的转角为θ，则透过 A 的亮度分布为

$$B(x,\theta)=\bar{B}_{01}(1+\cos2\pi Nx)\sin^2\theta+\bar{B}_{02}\cos\theta^2 \tag{15-32}$$

使令$\bar{B}_{01}=\bar{B}_{02}$,保持平均亮度不变，所得到的调制度 M 仅由 A 的转角θ控制，即

$$M=(B_{max}-B_{min})/(B_{max}+B_{min})=\sin^2\theta \tag{15-33}$$

为防止光源S_1和S_2有不同的稳定状态，可以采用图 15-78 的装置[56]。即通过一个光源的照明便实现调制度的改变。

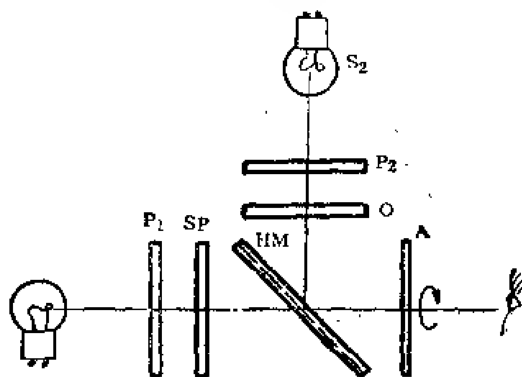


图 15-77 变调制度系统图

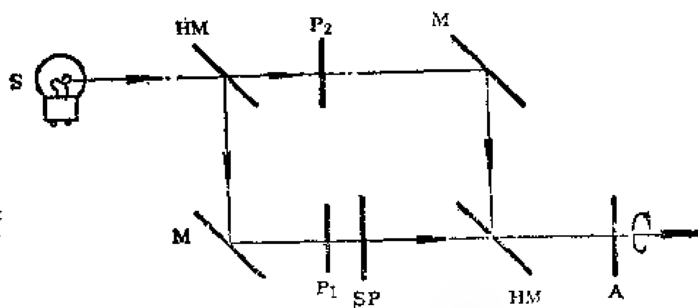


图 15-78 单光源变调制度系统

对于所用的正弦板，往往因加工困难而采用矩形板。但此时的 MTF是

$$T_r(N)=\frac{4}{\pi}\left[T(N)-\frac{1}{3}T(3N)+\frac{1}{5}T(5N)\cdots\cdots\right] \tag{15-34}$$

式中 $T(N)$——正弦波的调制传递函数。

当用阈值法测出某一频率 N 时的MTF时，认为 3N 以上的频率被视觉系统"滤掉"，则$T(N)=\frac{\pi}{4}T_r(N)$。这样，可以用 $T_r(N)$ 代替$T(N)$。但在低频情况下，3N 以上的矩形MTF仍能被知觉，不能简单地认为被"滤掉"而应对 $T_r(N)$ 予以修正。例如图 15-79 所示，说明正弦波的和矩形测得的 MTF 是有差别的。这种情况被认为是视觉系统由很多並列的频道所组成，每个频道仅对特定狭窄空间频率范围进行处理，而整体的 MTF 是作为各频道MTF的包络线来给出，这就是所谓多频道理论[57]。图 15-79的情况及用锯齿波（三角波）所得到曲线都具有同样效果，即都遵从或支持了多频道理论。

(2) 利用马赫带的方法

根据 MTF 的另一种定义，即为象的频谱与物的频谱之比。所以要得出 MTF 並非要用正弦分布物，用其它形式的亮度分布也可以。例如图15-28 所示的马赫现象，如将心理分布

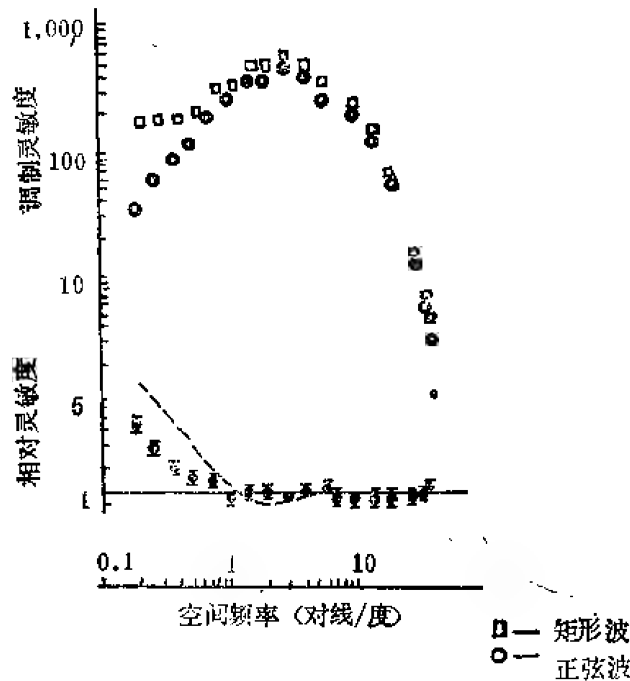


图 15-79　正弦和矩形波MTF测量曲线　□—矩形波；○—正弦波

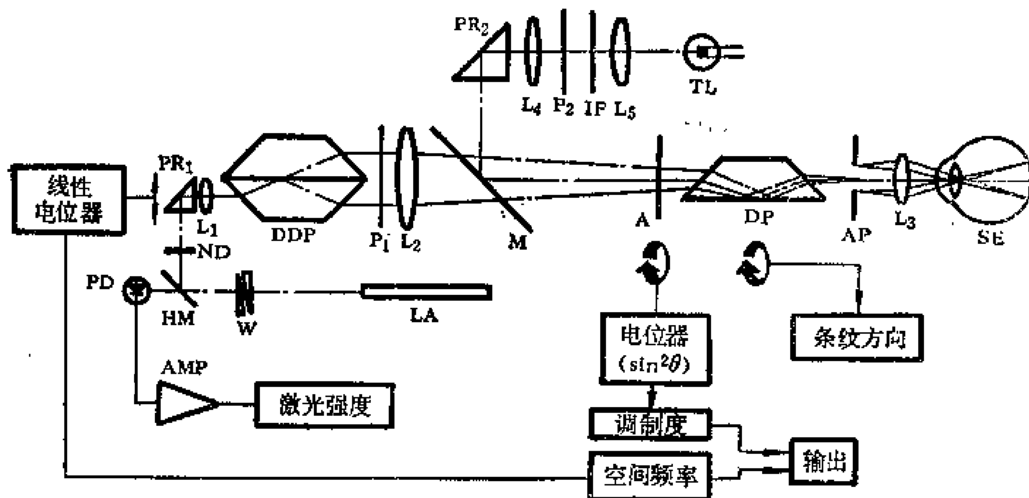


图 15-80　杨氏干涉法测量调制阈装置

和物理分布分别加以度量並进行傅里叶变换后，其比值即为所要求出的视觉系统 MTF。这种方法已由劳里实践並得出测试结果[58-59]。

（3）其它方法

①通过主观色的现象，对伴随着黑白闪烁的正弦图案所呈现的三原色（空间正弦波）加以度量，得出视觉系统的主观 MTF。这种方法由吉田等人[60]做出了结果。

②通过电生理的测量而不需要主观判断，测出视觉诱导脑电波（VEP）[61]。再求行 *MTF*。当受验者看一个正弦分布物时，从其脑后电极取得 VEP 的波形。当描绘出各空间频率时的最大振幅，即得出要测的 MTF 曲线。此方法得出的结果与主观测定是一致的。

（4）信息处理系统和折光系统的 MTF

图 15-80所示[62]，*LA*激光经过半反射镜 *HM*、直角反射镜 PR_1並由透镜L_1会聚在透镜

L_2的前方。在L_1和L_2之间有双达夫棱镜 DDP 将激光分成二束，再由L_2会聚在其焦面处．此处放有光栏 AP。AP 面与网膜面共轭，所以能在网膜上呈现杨氏干涉条纹。当沿图示的箭头方向移动 PR_1和L_1时，从 DDP 射出的二束光间隔变化，由此可改变干涉条纹的空间频率。按此图的装置可产生频率 1.2—51对线/度。二束光间隔虽变化，但 AP 位于L_2的焦面是不动的。对各种空间频率时的平均亮度(或相应的网膜照度)保持不变。PR_1和L_1的位置变化由与其接触的电位器控制并显示出空间频率数。通过光路中的双达夫棱镜 DDP 的旋转，可以将干涉条纹方向任意改变。激光的输出能量由光电二极管 PD 检测和显示，输出变化可通过圆形楔 W 得以补偿，同时加有中性滤光片（ND：1，2，3）可以改变几个变化阶段。这样，通过W和ND两种方式可以任意得到所要求的平均亮度（或网膜照度）。调制度的变化借助第二光源来实现。通过 PR_2 照射均匀光束，加有滤光片 IF($\lambda=632.8$毫微米)使之与干涉波长一致。偏光片P_1和P_2相互正交，随检光片 A 的转角θ的变化並通过电位器按$\sin^2\theta$显示出调制度的变化。

在各种频率下改变调制度並通过阈值法测出 MTF，即为网膜—大脑视觉信息处理系统的 MTF。

在网膜—大脑处理系统的 MTF 及全体视觉系统的 MTF 测得以后，通过相除关系便计算得出眼折光系统的 MTF。这样求得的结果往往比直接测量法得到的更准确。

另外，有关网膜本身的 MTF，估计只对摘出的网膜才能测得。

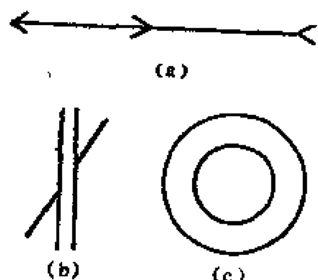


图 15-81　典型的错视图形

（四）错视的测试[83]

错视测量中典型的图形如图 15-81 所示。其中(a)同样长度的直线段，由于加有“<，>”标记，会感到不同的长度。这就是米勒—吕耶错视。(b)是波根多夫错视，两段斜线虽在一条直线上，但由于附加上两条平行线会感到两段相互错开。(c)是对比图形，随外圆的大小变化会感到内圆过大或过小。

（1）米勒-吕耶错视的测量

此测量用的图形分为三类，即

标准图形：长 50 毫米、宽 5 毫米的长方形，用墨绘制在白纸上；

错视图形：如图15-82中的七种，每一种绘制一张；

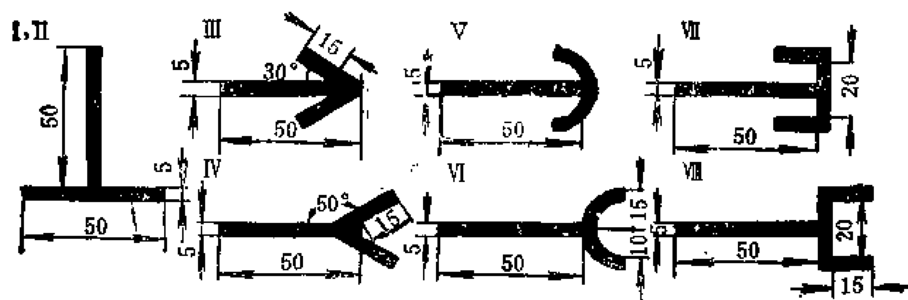


图 15-82　测量用的米勒—吕耶错视图形

选择图形：是用作度量的图形，宽 5 毫米，长度自 46 到 60 毫米每隔 1 毫米做一个，共 15 个长方形。

为确定错视量进行如下予备测量和实际测量。予备测量是为掌握受验者对50毫米长度的正确认识的能力。将标准图形和选择图形並放在一条直线上，离开60厘米远观测。从图形中选择出一个认为与标准图形有相同长度的选择图形。在60厘米远的观察位置上，1厘米长度刚好相当于1°视角。

实际测量与预备测量类似，将错视图形和选择图形並放在一条直线上，从中选择出一个与错视图形长度50毫米相同的一个选择图形。该选择图形长度与预备测量中选择出的长度之差即为绝对错视量，与50毫米之比即为相对错视量。对每一种错视图形均分别进行如上选择，通过多数人测量取其平均值。

(2)波根多夫错视的测量

测量用图形如图15-83(a)所示。三段斜线在同一直线上，按角度θ分为25°、30°和45°三种。图(b)所示，将三段斜线错移δ。当45°时，δ以0.5毫米；$\theta=25°$和30°时δ以1毫米的间隔变化，绘制出数种图形。将这些图形放在60厘米处观测，选择出一个认为是处于同一直线的图形，其两条斜线错移量δ即为错视量。对于不同θ角的图形，通过多数人测量可确定出平均错视量。

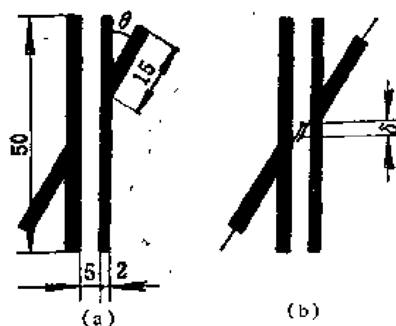


图15-83　测量用波根多夫错视图形

藤井和松冈等人[63]通过上述的测量和分析进行了侧仰制机制的视觉模拟。

第五节　光对眼的损伤[64—65]

一、光的作用

光按其波长可分为紫外光、可见光和红外光。其中，短波的紫外光和紫色光对物体有较强的化学作用，如杀菌和光化作用等，这对活体眼也是有害的。长波的红外光和红色光具有热效应，对晶体和黄斑等是有影响的。图15-84是太阳光谱分布，可见，对损伤角膜的紫外光很少，一般只要不直接注视太阳光就没有什么危险。可是各种工业用光，如焊接光含有很强的紫外光和红外光对眼是有害的。

二、眼组织的光吸收和透射

光线射到眼睛上，约有4%从角膜反射掉，大部分将通过角膜、房水，晶状体和玻璃体逐个被吸收，最后达到网膜上。

关于光对眼的损伤问题，应从三点考虑：

①光达到组织上时；

②光被组织吸收时；

③达到眼组织上的光通量的多少。

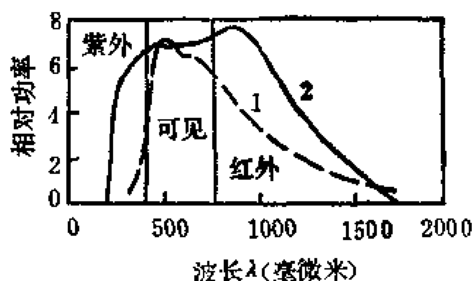


图15-84　太阳光(曲线1)和焊接光(曲线2)的光谱分布

因此，眼组织对光的吸收和透射性能，对眼损伤问题具有重要关系。

如图15-4所示，各部分组织对波长为200—450毫微米的光有明显的吸收，对450毫微米—1.5微米的光吸收基本上和蒸馏水相一致。有机物质对红外光的吸收是在2—15微米之间，

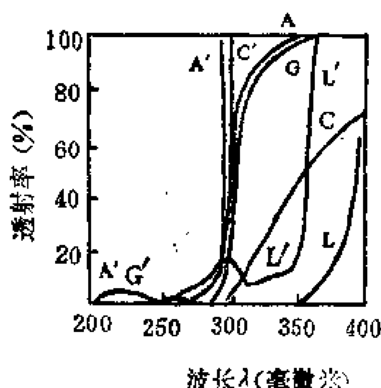


图15-85　紫外部分的光谱透射率。*A*,房水;*G*,玻璃体;*C*,角膜;*L*,晶状体。*A'*,*G'*,*C'*,*L'*,同上,放大16×。

但这部分光人眼完全看不见。因此可以认为眼组织内含有有机物质很少。从图15-4还可以看到,角膜能吸收相当多的紫外光而晶状体吸收的比它还要多。可以说进入眼中的紫外光大部分被晶状体所吸收。红外光到1.3微米时,角膜不能吸收而将达到网膜深处。1.3微米以外的红外光通过眼组织的水分,几乎被房水和玻璃体所吸收。小量的紫外光和红外光不会引起急性炎症,但长期受害时仍会引起晶状体混浊,发生白内障。

有关紫外光的光谱吸收和透射性能从图15-85和表15-9可以说明。

表15-9　眼对紫外光的透射性能

组　织	透　射　性　能	
	开始透射(毫微米)	起　　峰
角　膜	250毫微米附近	400毫微米,透射70%
房　水	220毫微米附近	240、300毫微米,次峰 400毫微米,透射率≈100%
晶状体	370毫微米	400毫微米,透射率63.5%

三、各种光对眼的损伤

紫外光的损伤

波长280毫微米附近的紫外很容易引起角膜炎症。基本上有如下几项。

①电光性眼炎:产生大量紫外光的人工光源如焊接光、电火花和水银灯等是造成这种损伤的常见原因。这种光照射眼之后约几小时即可引起角膜和结膜的炎症,出现眼痛、流泪、刺眼等症状,严重时也能引起视力障碍。

②雪眼炎:也叫雪盲。是阳光从白雪反射后刺激眼而造成的,与电光性眼炎相似,但一般较为轻度。

可见光的损伤

①日蚀性网膜炎:观测日蚀或太阳时,遮光不充分,晶状体将阳光聚焦在网膜上使网膜被烧伤(蓝光危害),严重时黄斑被穿孔,视力不能恢复。

②室外耀眼:户外作业人员,强烈阳光刺眼而长期不加保护时,将会引起调节迟钝。

③激光的热损伤:可见激光能达到网膜上,而网膜色素上皮层很薄,只能吸收一部分,大部分将进入脉胳膜。这两部分吸收激光,认为会对组织加温产生热效应。488毫微米和514.5毫微米波长的氩离子激光产生的热效应在能量小时危害较小,能量大时会引起网膜下出血,更大的能量会引起网膜爆炸性破坏,流血进入玻璃体内。当产生色素性变化时,表明有致密的网膜、脉胳膜疤痕形成。调*Q*开关的红宝石激光(波长694.3毫微米)能量大时会引起

网膜爆炸、网膜组织破坏和大量出血。

可见激光在网膜上聚焦的能量比在角膜上能量大到约10^5个数量级。而且它对网膜的烧伤作用远比太阳光大得多。因此，切忌在激光光束中用眼窥测，这对从事激光工作的人员尤为重要。

红外光的损伤

长期接触红外光会引起晶状体混浊。这种眼损伤多发生在吹制玻璃制品的工作人员中，因此常叫火热白内障或玻璃工白内障。

另外，红外光的损害能使调节受到障碍，容易过早地引起视力减退（老花眼）。

钕玻璃激光（1.06微米）能对网膜引起损伤。在对兔眼进行的实验中发现，网膜呈现灰白色的圆盘状凝结和色素上皮层的分散现象。较大能量也会使网膜本身受到破坏。

对于二氧化碳激光（10.6微米），不透过眼折光介质，主要是被组织内的水分吸收。因此，损伤主要表现在角膜浅层。0.5瓦特的CO_2激光照射兔眼，造成角膜溃疡不能透光。

一般场合，红外光能量不大时没有什么危险。同时，人眼对较强的红外光感觉到刺眼，适当选择防护眼镜可以避免损伤。

光辐射损伤的计算——危害分析函数S_λ, B_λ, R_λ

国内外学者根据国际照明委员会（CIE）规定的光波段（紫外UV-C，UV-B，UV-A；可见光；红外IR-A，IR-B，IR-C）研究了各种波长对眼睛的损伤，见表15-10。美国政

表 15-10 光辐射的危害

CIE 波长（毫微米）	危害	危害分析函数	
UV-C 100至280	角膜炎 结膜炎 红斑 皮肿 皮老化	S_λ	前眼结构
UV-B 280至315	同上 白内障病源	S_λ	
UV-A 320至400 UV-A至350	白内障病源 角膜炎 起薄膜 水晶体萤光耀眼		
可见光 380，400至760，780	①引起眼底损伤的光"兰光危害" ②热灼伤 协同效应**	B_λ R_λ	对眼底的影响
近红外 IR-A 760，780至1400	眼底热灼伤	R_λ	
IR-B 1400至3000			前眼结构

府工业卫生会议（ACGIH）也曾规定了宽光谱的曝光极限

紫外损伤计算

$$E_{eff}=\sum_{200\text{毫微米}}^{370\text{毫微米}} E_\lambda S_\lambda \Delta\lambda \text{（瓦特·厘米}^{-2}\text{——有效）} \tag{15-35}$$

式中

E_{eff}——与损伤机理成比例的有效辐照度；

E_λ——光谱辐照度；

S_λ——光谱损伤加权函数，即危害分析函数，见表 15-11。

表 15-11　紫外光损伤光谱加权函数S_λ

波　长 nm	相对光谱效应 S_λ	波　长 nm	相对光谱效应 S_λ
200	0.03	270	1.0
210	0.075	280	0.88
220	0.12	290	0.64
230	0.19	300	0.30
240	0.30	305	0.06
250	0.43	310	0.015
254	0.5	315	0.003
260	0.65	318	0.001

270 毫微米波长处的$S_\lambda=1.0$。ACGIH 和 NIOSH（美国军队和国家职业安全健康研究院）推荐了$E_{eff}=3$毫瓦·厘米$^{-2}$下工作约为 8 小时的H_{eff}为 UV 的曝光极限。

可见光和近红外的光化学损伤计算

$$E_B=\sum_{400\text{毫微米}}^{1400\text{毫微米}} E_\lambda B_\lambda \Delta\lambda \text{（瓦特·厘米}^{-2}\text{——有效）} \tag{15-36}$$

式中

E_B——蓝光损伤的有效辐照度；

E_λ——光谱辐照度；

B_λ——蓝光损伤光谱加权函数，即危害分析函数之二，见表 15-12。

435和440毫微米波长处的 $B_\lambda=1.0$。H_B的极限曝光量（对正常的个人不产生有害的影响）是$E_B=10$毫瓦·厘米$^{-2}$。曝光时间为 10—10^4秒（光谱范围400—1400毫微米）。

关于可见光和近红外光化学危害的允许极限值按下式计算

$$L_B t=\sum_{400\text{毫微米}}^{1400\text{毫微米}} L_\lambda B_\lambda \Delta\lambda < 100\text{焦耳·厘米}^{-2}\text{球面度}^{-1} \tag{15-37}$$

（宽光源，24 小时内，$t\leqslant 10^4$秒）

式中

L_B——光源的辐射率；

表 15-12　可见光和近红外损伤光谱损伤加权函数

波　长 λ (毫微米)	兰光危害函数 B_λ	灼伤危害函数 R_λ	波　长 λ (毫微米)	兰光危害函数 B_λ	灼伤危害因数 R_λ
400	0.10	1.0	485	0.40	4.0
405	0.20	2.0	490	0.22	2.2
410	0.40	4.0	495	0.16	1.6
415	0.80	8.0	500	0.1	1.0
420	0.90	9.0	515	0.079	1.0
425	0.95	9.5	525	0.032	1.0
430	0.98	9.8	535	0.020	1.0
435	1.0	10.0	545	0.013	1.0
440	1.0	10.0	555	0.008	1.0
445	0.97	9.7	565	0.005	1.0
450	0.94	9.4	575	0.003	1.0
455	0.90	9.0	585	0.002	1.0
460	0.80	8.0	595	0.001	1.0
465	0.70	7.0	600-700	0.001	1.0
470	0.62	6.2	700-1049	0.001	10[(λ-700)1500]
475	0.55	5.5	1050-1400	0.001	0.2
480	0.45	4.5			

L_λ——光源的光辐射率；

t——曝光时间。

$$L_B=\sum_{400\text{毫微米}}^{1400\text{毫微米}} L_\lambda B_\lambda \Delta\lambda<0.01\text{瓦特}\cdot\text{厘米}^{-2}\cdot\text{球面度}^{-1} \tag{15-38}$$

（宽光源，24小时内，$t>10^4$秒）

$$H_B=\sum_{400\text{毫微米}}^{1400\text{毫微米}} E_\lambda t B_\lambda \Delta\lambda<10\text{毫焦耳}\cdot\text{厘米}^{-2}, \tag{15-39}$$

（光源张角<11 毫弧度，24 小时内，$t\leqslant10^4$秒）

$$E_B=\sum_{400\text{毫微米}}^{1400\text{毫微米}} E_\lambda B_\lambda \Delta\lambda\leqslant1\text{微瓦}\cdot\text{厘米}^{-2} \tag{15-40}$$

（光源张角<11 毫弧度，24 小时内，$t>10^4$秒）

可见光和近红外的热损伤计算

$$L_R=\sum_{400\text{毫微米}}^{1400\text{毫微米}} L_\lambda R_\lambda \Delta\lambda\leqslant1/(\sqrt{t}\,a) \tag{15-41}$$

$(t \leqslant 10秒)$

式中

R_{λ}——热损伤光谱加权函数，即危害分析函数之三，见表 15-12。

α——光源的张角，以弧度计。

$$L_{IR}=\sum_{700毫微米}^{1400毫微米} L_{\lambda} R_{\lambda} \Delta\lambda \leqslant 0.6/\alpha \text{ 瓦特·厘米}^{-2}\text{·球面度}^{-1} \quad (15-42)$$

$(t>10秒)$

$$E_{IR}=\sum_{700毫微米}^{1400毫微米} E_{\lambda} R_{\lambda} \Delta\lambda \leqslant 10\text{毫瓦·厘米}^{-2} \quad (15-43)$$

$(t>100秒)$

公式（15-42），（15-43）是近红外光 IR-A（700 毫微米<λ<1400 毫微米）的热损伤允许极限值。

四、防护激光损伤的安全量级[66]

人眼对于激光的辐射，即使相当低的功率也会对眼带来长期性的损伤。有关部门对于从角膜处测得的波长400—1400毫微米激光能量，采用如下的安全辐照量极限。

CW 激光 10^{-6} 瓦特/厘米^2

Q开关激光 10^{-7} 焦耳/厘米^2

非Q开关脉冲 10^{-6} 焦耳/厘米^2

美国的NRL对波长 0.7 微米红宝石激光，1.06 微米的 CO_2 激光制定了角膜处辐射功率的安全量级（见表 15-13）

表 15-13 角膜辐射的安全级

方 式	名 称	安全级（瓦特/厘米^2）
1	连续波（T>0.1 秒）	2.7×10^{-6}
2	正常脉冲（T≈500 微秒）	5.0×10^{-4}
3	短脉冲（T≈4 微秒）	1.9×10^{-2}
4	Q 开关（T≈30毫秒）	0.7

另外在军事上，人眼激光防护的参考规范围见表15-14。这些参数是对波长 0.4—1.4 微米的激光辐射，人眼瞳孔为 7 毫米，並置于平行光束窥视为条件而推荐的极限值。

表 15-14 激光辐射量的推荐极限

激光波长（毫微米）	辐照持续时间	角膜辐照量（焦耳·厘米^2）	角膜辐照度（瓦特·厘米^2）
400—1400	5—50毫微秒	10^{-7}	
	大约 1 毫秒	10^{-6}	
	连续		10^{-6}

续表

激光波长（毫微米）	辐照持续时间	角膜辐照量（焦耳·厘米²）	角膜辐照（瓦特·厘米²）
694.3	1毫秒—1微秒	10^{-7}	
694.3	1微秒—0.1秒	10^{-6}	
400—730	>0.1秒		10^{-5}
632.8	偶然的（1 秒）		10^{-23}
	连续的		10^{-26}
400—700	10—100毫微秒	1.3×10^{-6}	
	200微秒—2毫秒	10^{-5}	
	2—10毫秒		5×10^{-3}
1064	10—500毫秒		2.5×10^{-3}
	10—100毫微秒	6×10^{-6}	
	200微秒-2 毫秒	5×10^{-5}	
	2—10 毫秒		2.5×10^{-2}
	10—500毫秒		1.3×10^{-2}
400—700	1毫微秒—18微秒	5×10^{-7}	
	18微秒—10秒	$1.8\times10^{-3}t$	
	10—10⁴秒	10^{-2}	
	>10⁴秒		10^{-6}
700—1060	1毫微秒—18微秒	$5C_1\times10^{-7}$	
	18微秒—10秒	$1.8C_1 10^{-3}t$	
	10—100秒	$C_1\times10^{-2}$	
700—800	100—[10⁴/(λ-699)]秒	$C_1\times10^{-2}$	
	>[10⁴/(λ-699)]秒		$C_1(\lambda-699)\times10^{-6}$
800—1060	>100秒		$C_1\times10^{-4}$
1060—1400	1毫微秒—100微秒	5×10^{-6}	
	100微秒—10秒	$9\times10^{-3}t$	
	10—100秒	5×10^{-2}	
	>100秒		5×10^{-4}

注：λ 为以毫微米计的波长；$C_1=\exp\{[(\lambda-700)/224]\}$；$t$ 以秒计

第六节 眼镜光学[67]

一、眼的折光异常

已知，眼睛由等价折射力（光焦度）+60 D的折光系统和网膜组成。由于网膜面是弯曲的，所以为眼睛提供了宽阔的视野。但是从中心至周边的视力是不同的，在网膜中心凹处，构成敏锐的视觉区。用周边视力虽然也能发现物体，但要仔细认清和识别，就必须转动眼球，使物体象转到中心凹。但是人们当中，有的由于眼调节等缺陷，使得远方物体不能准确地聚焦于中心凹处，或者在其之前或于其后，结果不能看清物体。这就叫做折光异常或屈光不正。

图 15-86 所示，眼轴长（像方主点至网膜的距离）为 b（米），眼内折射率为 n_2，像方主点至焦点的距离为 e（米），远点到物方主点距离为 a（米）。则各量的倒数即表示成以屈光度为单位。而令 $A=\dfrac{n_1}{a}$，$B=\dfrac{n_2}{b}$，$E=\dfrac{n_2}{e}$，则有

$$B=A+E \tag{15-44}$$

此即眼折光的基本公式。

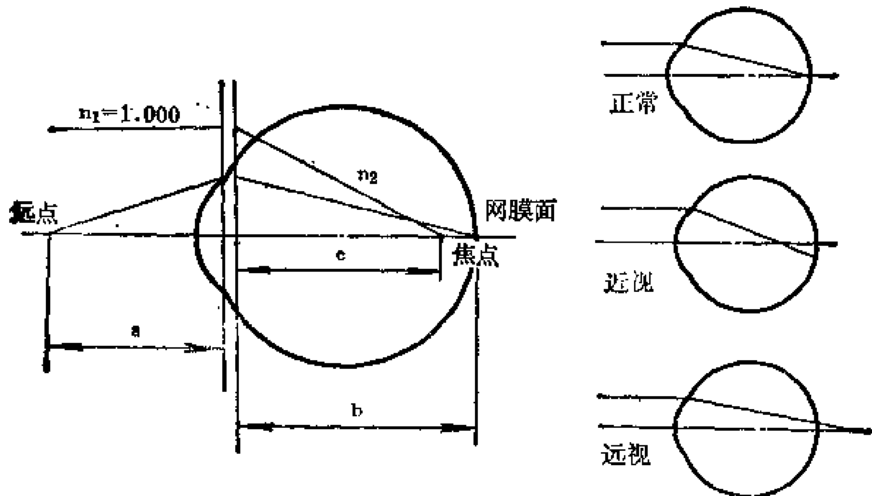


图 15-86 眼的折光异常

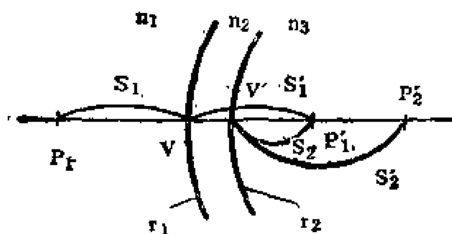
对于正视眼，$B=E$，即 $A=0$，或者无穷远的物点能准确地成在网膜上。当无穷远物点的成像是在网膜前面时，$b>e$，即为近视眼。这时，$B<E$，而 $A<O$。相反，远视时 $A>O$。A 表示了这种折光异常的程度，被叫做主点光焦度（单位：屈光度）。

二、眼镜透镜的光焦度

将眼镜镜片看成光学透镜，其焦距 f 用米为单位表示，其倒数 $\frac{1}{f}$ 称作光焦度，其单位为屈光度。例如，$f=1$ 米，即其光焦度为 1 个屈光度；$f=50$ 厘米，则为二个屈光度或 $2D$。

一般镜片的光焦度多指顶点光焦度，即其焦距是从像方（眼侧）顶点算起。对于厚透镜，其焦距应从后节点算起，相应的光焦度叫做等价光焦度。对于薄的凸透镜，前面的曲率半径较大，这时用顶点光焦度和等价光焦度基本一致。但对厚透镜（5 D 以上），如不用等价光焦度就会发生较正的偏差。

参看图 15-87，镜片的光焦度计算如下：



15-87 光焦度计算

令象方折射率为 $n_1'=n_2=n$（镜片材料的折射率）$n_2'=n_3=n_1=1$（空气的折射率）。点 P_1 由第一面产生的象位于 P_1'，P_1' 由第二面产生的象位于 P_2'，r_1 和 r_2 分别为第一和第二面的曲率半径，据阿贝不变量有

$$n_1\left(\frac{1}{r_1}-\frac{1}{S_1}\right)=n_1'\left(\frac{1}{r_1}-\frac{1}{S_1'}\right) \tag{15-45}$$

$$n_2\left(\frac{1}{r_2}-\frac{1}{S_2}\right)=n_2'\left(\frac{1}{r_2}-\frac{1}{S_2'}\right) \tag{15-46}$$

通过几何推导，可以得出等价光焦度 φ_e 和顶点光焦度 φ_v。

$$\varphi_e=\varphi_1+\varphi_2-\frac{a}{n}\varphi_1\varphi_2 \tag{15-47}$$

$$\varphi_v=\varphi_e\Big/\left(1+\frac{d}{n}\varphi_1\right) \tag{15-48}$$

当镜片很薄时，$d\approx0$，则 $\varphi_e=\varphi_v=\frac{n-1}{r_1}+\frac{-n+1}{r_2}$。对于各种玻璃（或塑料）材料，其折射率的取 n_d 值。

三、眼镜的分类

目前常用的眼镜片有表 15-15 所列的型式。

表 15-15　镜片型式

验光用	常用双凸	双凹，平凹弯月和圆柱（凸凹）透镜
佩带用	普通镜片	多用球面弯月型，校正散光用托力克面
	双焦点镜片	上半部远用，下半部近用
	三焦点镜片	具有三个不同焦距，分别为远用，近用和中间距离用。
	变焦镜片	从上部至下部连续变焦，具有从远用到近用的不同光焦度或上半部远用，下半部自中心起12毫米连续变焦

多数镜片是用硬冕玻璃（$n_D=1.523$）制作，有的也用塑料材料。调节幅度大的患者常用单焦镜片，即整个镜片孔径上有单一的光焦度，老花眼可以使用这种镜片以解决近视力的不足。但有的为看远的物体时尚需另配一远用镜，使用起来不甚方便，于是出现了双焦镜片。即镜面上有二个不同光焦度的区域以分别用作看近物和看远物。

另外有些人，例如钢琴家演奏时需看清琴谱，手术医生手术时要注视手术野。这种场合的目标物既不是很远又不是很近，于是创制出三焦点镜片。即除供远用和近用外，在镜面上有一个区域具有中等光焦度，供中间距离用。

总之，对镜片型式的选择取决于非正视眼的视力状态和特种工作活动的需要。

镜片的材料还可以用特殊材料制作。例如有的材料可以完全吸收或部分吸收有害的光线（但不是有色眼镜）。这种镜几乎是无色的，即使磨出度数来也不会带来不均匀的颜色。同时，透射率也不很低，不致减弱视力。有的镜片是用高分子物质玻璃制成，在紫外光照射下着色，停止照射又恢复其透明度。即室内是普通镜，到户外便着色，常叫变色镜。

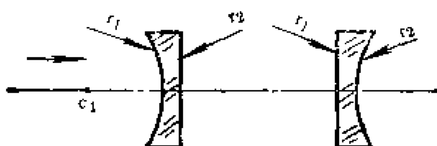
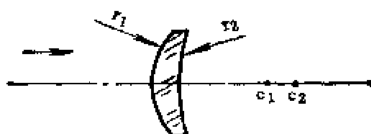
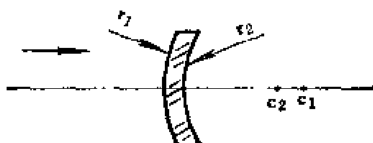
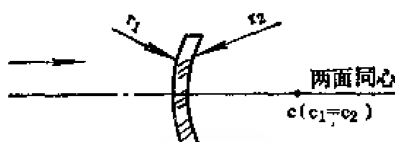
按镜面面形又有如下的分类。

（1）球面镜（表 15-16）

表 15-16　球面镜的组合形式

光焦度＋→双凸透镜 $r_1>0$，$r_2<0$	由 $\varphi=(n-1)\left(\frac{1}{r_1}-\frac{1}{r_2}\right)+\frac{d(n-1)^2}{nr_1r_2}$ 公式决定 $\varphi \gtrless 0$
光焦度－→双凹透镜 $r_1<0$，$r_2>0$	
光焦度＋→平凸透镜 $r_1>0$，$r_2\to\infty$	

续表

光焦度－平凹透镜 $r_1<0$，$r_2\to\infty$ $r_1\to\infty$，$r_2>0$	
光焦度＋→凸弯月型透镜 $r_1>0$，$r_2>0$ $r_1<r_2$	
光焦度－→凹弯月型透镜 $r_1>0$，$r_2>0$ $r_1>r_2$	
光焦度－→凹弯月型透镜 $r_1>0$，$r_2>0$ $r_1>r_2$	
光焦度＋→凸弯月型透镜 $r_1>0$，$r_2>0$ $r_1=r_2$ （零透镜）	两面曲率之差为中心位置之差 即中心厚度

若光线从左入射，对入射方向是凸的曲面，其半径 $r>0$；对凹的曲面，$r<0$。

光焦度 $\varphi=(n-1)\left(\frac{1}{r_1}-\frac{1}{r_2}\right)+\frac{d(n-1)^2}{nr_1r_2}$。其中，$n$ 为镜片材料的折射率，d 为镜片厚度。

(2) 柱面镜

沿含柱面轴的平面入射的光线不发生折射，沿垂轴平面入射会产生光焦度。其型式如图15-88 所示。

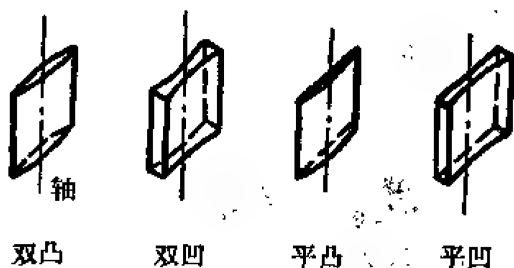


图15-88 柱面镜的型式

(3) 托力克镜

图 15-89 所示，半径 $r_1=VC_1$ 的圆弧 $\widehat{AB}$，绕含弧 $\widehat{AB}$ 平面上的一根轴 XY 旋转，形成旋转曲面，从 $\widehat{AB}$ 的中点 V 向 XY 引垂线交于 C_2，则旋转半径 $C_2V=r_2$，这样的旋转面叫做托力克面，简写成 TC 面。

当 $r_1<r_2$ 时和 $r_1>r_2$ 时分别形成"轮胎"形和桶形的 TC 面，如图 15-90 所示，

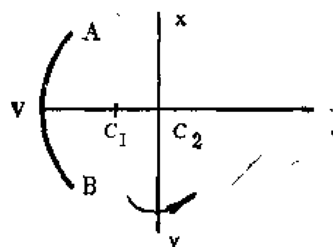


图15-89 托力克面的形成

(4) 多焦点镜

这是一种具有两个以上焦距的镜片。双焦点镜片一般远、近两用部分是从中间分成上下两半。有的是磨出

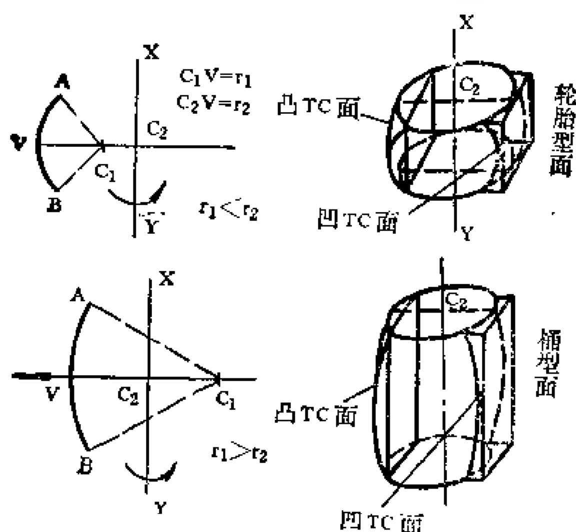


图 15-90 随 r_1.r_2 变化的 TC 面

的，有的是另将小片粘贴上的，有的是将二半对接起来的。

图15-91 是加上一小片 n_2 玻璃材料的双焦点镜片。其上方——远用部分的光焦度为 φ_d

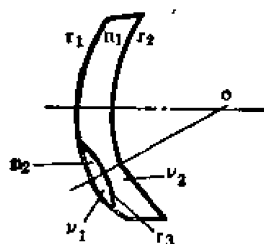


图 15-91 双焦点镜片

$$\varphi_d=\frac{1}{f_d}=\frac{n_1-1}{r_1}+\frac{1-n_1}{r_2} \tag{15-49}$$

其下方小片——近用部分的光焦度 φ_n

$$\varphi_n=\frac{1}{f_n}=\frac{1}{f_{n_1}}+\frac{1}{f_{n_2}} \tag{15-50}$$

式中 n_1——大片玻璃折射率；

n_2——小片玻璃折射率。

並且

$$\frac{1}{f_{n_1}}=\frac{n_2-1}{r_1}+\frac{n_1-n_2}{r_3} \tag{15-51}$$

$$\frac{1}{f_{n_2}}=\frac{n_1-n_2}{r_3}+\frac{1-n_1}{r_2} \tag{15-52}$$

定义 φ_n 与 φ_d 之差为附加度，则

$$附加度=\varphi_n-\varphi_d=\frac{1}{f_{n_1}}+\frac{1}{f_{n_2}}-\frac{1}{f_d}=(n_2-n_1)\left(\frac{1}{r_1}-\frac{2}{r_3}\right) \tag{15-53}$$

再考虑无色差条件，有

$$\frac{1}{\nu_1 f_{n_1}}+\frac{1}{\nu_2 f_{n_2}}=0,$$

$$\nu_1 f_{n_1}+\nu_2 f_{n_2}=0,$$

$$\frac{\nu_1}{\nu_2}=-\frac{f_{n_2}}{f_{n_1}} \tag{15-54}$$

式中 ν_1——大片玻璃之阿贝数；

ν_2——小片玻璃之阿贝数；

近用部分的曲率应满足此条件。

对于多焦点镜片，有代表性的是采用非球面，使其光焦度连续变化。还有的上半部分远用，下半部自中心起 12 毫米一段光焦度渐变，以下部分近用。

(5) 不等象校正镜

此镜无光焦度而有一定的倍率，用来校正两眼象不等大的缺陷。有两种型式：一种是全

面象都放大，一种是只在某一直径方向上放大。此镜设计应满足如下关系：

已知，
$$\varphi = \varphi_1 + \varphi_2 - \frac{d}{n}\varphi_1\varphi_2$$

但因 $\varphi = 0$，　所以

$$\varphi_2\left(1 - \frac{d}{n}\varphi_1\right) = -\varphi_1$$

$$\varphi_2 = \frac{-\varphi_1}{1 - \frac{d}{n}\varphi_1} \tag{15-55}$$

式中　d——镜片厚度。

令，镜片前面和后面的焦距分别为 f_1 和 f_2，放大率为 β，则有

$$\beta = \frac{f_1}{f_2} = \frac{\varphi_2}{\varphi_1} = \frac{-1}{1 - \frac{d}{n}\varphi_1} \tag{15-56}$$

或者
$$\beta = -\left(1 - \frac{d}{n}\varphi_1\right)^{-1} \approx \left(1 + \frac{d}{n}\varphi_1\right) \tag{15-57}$$

这样，倍率 β 基本上取决于前表面的光焦度，而适当选择 β 和 φ_1 就能决定镜片的形状。

另外还可以同时考虑带有一定光焦度的情形，即 $\varphi \neq 0$ 时，给出下面公式

$$\beta = \frac{1}{1 - \frac{d}{n}\varphi_1} \cdot \frac{1}{1 - z_0\varphi_v} \tag{15-58}$$

式中　z_0——镜片后顶点到入瞳的距离；

φ_v——镜片顶点光焦度。

(6) 白内障镜片

这是供白内障患者摘出晶状体时用的镜片。可以用 +8—+12 D的凸透镜，但常用的是 +10 D。考虑平凸型透镜象散太大，可采用非球面镜。实用的凯特拉非面球型构成如图15-92所示，$A'BC'$ 为最终的面形。其中，$OB = r_0$，$O_1D = r_1$，$O_2C' = r_2$，$r_0 > r_1 > r_2$。

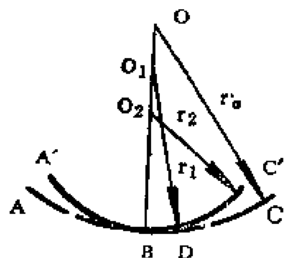


图15-92　凯特拉非球面

(7) 重镜片

这种镜片也称强度镜片。其曲率半径小，厚而重，具有足够的强度。为减轻重量做成削边型式（见图15-93），即将边部减薄而保证中央部分有足够的厚度和一定的光焦度。此种镜片凸型的视野会受到一定的限制，而凹型的无此问题。



图15-93　强度型镜片

(8) 弱视镜

有的患者眼球没有器质性病变，但视力矫正仍不能达到正常，这种情况叫做弱视。对这种眼可配带弱视镜。这是一种由物镜（凸）和目镜（凹）组合的放大镜。即由物镜将目标成

象，再由目镜将其成象在眼的远点处（见图 15-94）。

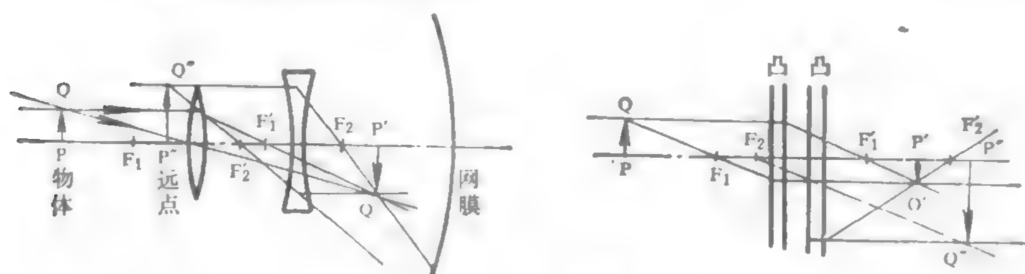


图 15-94 弱视镜

（9） 角膜接触镜

角膜接触镜是眼镜发展的一种新型式，它包括光学角膜接触镜和美容角膜接触镜，如图 15-95 所示。由于这种微型镜片直接贴在角膜表面上，看起来好象没有戴眼镜一样故俗称隐形镜，又称无形眼镜。

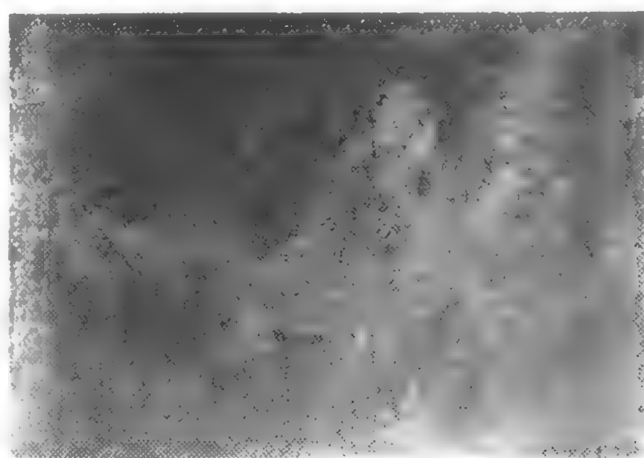


图15-95 角膜镜触镜

根据制造镜片的材料不同，可分为硬性镜和软性镜，亦有软硬结合型。光学角膜接触镜主要用于矫正屈光不正，如中低屈光不正的演员、运动员以及在蒸汽场所工作者，对于高度近视、高度远视、高度散光、屈光参差、无晶体眼，圆锥角膜的患者均可配戴。软性镜还可作为特殊给药途径，治疗眼疾。美容角膜接触镜主要用于遮盖大面积的角膜白斑，而达美容目的。我国首创带瞳孔的美容镜立体感真实感强，受到广大患者欢迎。

制造角膜接触镜的几种常用材料性能见表 15-17。

表 15-17 角膜接触镜常材用料性能

主要性能 \ 材料名称	聚甲基丙烯酸甲脂 (PMMA)	聚甲基丙烯酸羟乙酯 (HEMA)	硅 橡 胶
折 射 率	1.491	1.501（干） 1.454（湿）	
透 射 率（%）	91	90	
透 氧 率（DK值）	0.5	7	70—90
吸 水 率（%）	0.3—0.4	38	0.03
比 重	1.19	1.17	
抗张力强度（千克重/厘米²）	600	4	

角膜接触镜在配戴后与整个眼球构成了一个完整的光学系统，因而其形状和参数取决于眼睛的角膜参量和屈光状态。但为了简化，制造的经济性，也可制订系列。其有关参量如下

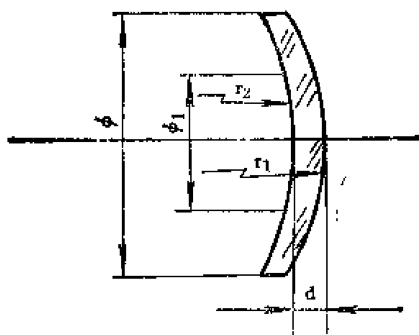


图 15-96 角膜接触镜的结构

角膜镜的结构如图 15-96 所示。

前表面曲率半径 r_1:

r_1应根据所需的屈光度来制造，其计算式如下

$$\varphi_j=\frac{(n-1)[(r_2-r_1)+(n-1)d]}{n\,r_1r_2} \tag{15-59}$$

式中 n——接触镜材料折射率；

d——接触镜的中心厚度；

φ_j——接触镜的屈光度。

欲求得 φ_j，患者需先验光检查，确定矫正最好视力屈光度。因为通常验光的镜片与角膜有一段距离，所以检查结果並不等于角膜镜的屈光度，还需要进行换算，其关系如下：

$$\varphi_j=\frac{\varphi_y}{1-d\varphi_y} \tag{15-60}$$

式中 φ_y——验光镜片的屈光度；

d——验光镜和角膜之间的距离。

在实际工作中也可以根据此式先制订出系列表来查找。

r_2是角膜镜的曲率半径，因人不同而异。各个国家人的角膜曲率半径不完全相同，我国一般为 $r_2=7.4$—8.2 毫米，每增一档为 0.05 毫米。这样的数据可以满足绝大多数人的需要。

硬性镜的直径应比角膜直径小 1—2 毫米，一般为 9—10 毫米。软性镜溶胀后的直径为 11.5—13.5 毫米。美容镜的直径应比角膜直径大一些，约为 11.5 毫米。

角膜接触镜的厚度，取决于材料的强度，一般硬性镜的中心厚 $d=0.1$—0.15 毫米。软性镜中心厚为 0.1—0.2 毫米，甚至可达 0.07 毫米。

角膜接触镜的边缘很关键，它决定着配戴是否舒适，有无刺激的重要因素。应做成光滑多曲面，其宽度约为 0.4—0.7 毫米。

(10) 人工晶体

白内障手术后的患者，眼内少了晶状体，即少了 +12 D 的光焦度。如果使用白内障镜来矫正，透镜会很重且视野受限，特别是单眼摘出晶状体，矫正更困难。因此，近代发展了一种用透明塑料透镜置于眼内代替摘出的晶状体，这就是人工晶体透片。此镜一般做成 +20 D，即与晶状体平均光焦度相当。但装有此镜的病人在阅读时仍需配镜，因为目前对人工晶体尚没有办法使其具备调节的能力。

四、散光校正用眼镜

校正散光用的眼镜大致有三种：单向片、双向片和混合片。

单向片

在竖直和水平两方位中，只有一个是校正散光的，另一个为正常状态。即：a 远视单散光镜片，例如记作柱面 +0.5 D轴 90°；b 近视单散光镜片，例如记作柱面 −1.0 D 轴 180°。

双向镜片

竖直和水平两方位或是校正远视散光或是校正近视散光。用记号"○"表示两向的组合。即,

a 近视双向散光片，例如，柱面 $-0.5D$ 轴 180° ○ 柱面 $-1.5D$ 轴 90°;

b 远视双向散光片，例如，柱面 $+3.0D$ 轴 180° ○ 柱面 $+2.0D$ 轴 90°。

混合镜片

在二个方位上一个校正近视，一个校正远视。例如，柱面 $-0.5D$ 轴 180° ○ 柱面 $+1.0D$ 轴 90°。

散光镜片的构成法

在一片材料折射率为 n_d 的玻璃两面，构成散光镜片有六种方式。

①两个柱面组合;

②球面与柱面组合;

③平面与 TC 面组合;

④球面与 TC 面组合;

⑤柱面与 TC 面组合;

⑥两面都是 TC 面。

令镜片的两面的顶点分别为 V_1 和 V_2，相互正交的主截面分别为 t 和 h，各自的光焦度 φ_t 和 φ_h 应满足下列关系

$$\varphi_t=(n-1)\left(\frac{1}{r_1}-\frac{1}{r_1'}\right)+\frac{(n-1)^2}{n\,r_1\,r_1'}d \tag{15-61}$$

$$\varphi_h=(n-1)\left(\frac{1}{r_2}-\frac{1}{r_2'}\right)+\frac{(n-1)^2}{n\,r_2\,r_2'}d \tag{15-62}$$

式中 φ_t——竖直光焦度;

φ_h——水平光焦度;

d——顶点部的厚度，即图 15-97 中 V_1 和 V_2 之距离;

各半径 r，如图 15-97 所标示；t 面和 h 面即图 15-97 中的 AV_1BV_2A 和 CV_1DV_2C。从上式可见，共有四个半径，任选两个便可确定另两个，选择半径时，可用上述六种面形，一般多用③和④二种

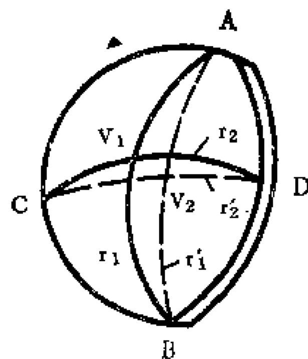


图 15-97 散光镜片的构成

例如，前面取球面，$r_1=r_2=r$，后面取 TC 面、$r_1'\neq r_2'$。这时,

$$\varphi_t=(n-1)\left(\frac{1}{r}-\frac{1}{r_1'}\right)+\frac{(n-1)^2}{nr_1r_1'}d \tag{15-63}$$

$$\varphi_h=(n-1)\left(\frac{1}{r}-\frac{1}{r_2'}\right)+\frac{(n-1)^2}{nrr_2'}d \tag{15-64}$$

但是，未知半径有三：r，r_1' 和 r_2'，只要选定一个，例如选定 r，则 r_2' 和 r_1' 可求。一般场合，选定球面半径 r 或给定其屈光度数，例如取 $\frac{n-1}{r}=6$ 或 $9D$，则其它两个半径便可确定。

当前面选为 TC 面，后面取球面时，$r_1\neq r_2$，而 $r_1'=r_2'=r$。这时,

$$\varphi_1=(n-1)\left(\frac{1}{r_1}-\frac{1}{r}\right)+\frac{(n-1)^2}{nr_1r}d \qquad (15\text{-}65)$$

$$\varphi_2=(n-1)\left(\frac{1}{r_2}-\frac{1}{r}\right)+\frac{(n-1)^2}{nr_2r}d \qquad (15\text{-}66)$$

同样，可以先将后面的光焦度取为6—9D，再求出前面的光焦度。

五、眼镜的象差

色差

由于眼本身的色差较大，而一般镜片材料的 $n_d=1.523$—1.525，$\nu=58$—59，所以色差不成为问题。

球差

眼镜与照相物镜等不同，不是用全口径，而是受瞳孔直径限制只用 3—4 毫米，所以产生的球差可以忽略。

象散

眼镜象散对视功能是有影响的。对于象散为零时的顶点光焦度 φ_v 和前面光焦度 φ_1 的关系已由渥拉斯顿和奥斯托德先后求出，分别叫做W型和O型。

从眼球旋转中心到镜片内侧顶点距离取作 28 毫米（或 25 毫米），目标物为无穷远或于明视距离 300 毫米处，视线与光轴夹角为 30°，奇尔明得出一条无象散曲线。该曲线是一个椭圆，称作奇尔明椭圆，如图 15-98 所示。图中，纵坐标为前面光焦度 φ_1，横坐标为 φ_v。当厚度 $d\approx0$ 时，可由 $\varphi_v=\varphi_1+\varphi_2$ 求出 φ_2。

图 15-98　φ_1 与 φ_v 关系图

光焦度为 φ_v 的镜片象散差 $\Delta_m-\Delta_s$ 为下式：

$$\Delta_m-\Delta_s=\frac{\tan^2\omega'\cdot\varphi_v}{n(n-1)^2(\xi'-\sigma-\varphi)^2}\left[(n+2)\varphi_1^2-\{(n+2)\varphi_v+2(n^2-1)(\xi'+\sigma)\}\varphi_1+n\varphi_v^2+\{2\xi-(n+1)(n-2)\sigma\}(n-1)\varphi_v+\{n\xi'+2(n+1)\sigma\}(n-1)^2\xi'\right] \qquad (15\text{-}67)$$

令 $\Delta_m-\Delta_s=0$，则有

$$(n+2)\varphi_1^2-\{(n+2)\varphi_v+2(n^2-1)(\xi'+\sigma)\}\varphi_1+n\varphi_v^2+\{2n\xi'-(n+1)(n-2)\sigma\}(n-1)\varphi_v+\{n\xi'+2(n+1)\sigma\}(n-1)^2\xi']=0 \qquad (15\text{-}68)$$

图 15-99　计算象散的观察状态

可见，φ_v 和 φ_1 为一个二次方程。其中 Δ_m 为子午象散，Δ_s 为弧矢象散，$\sigma=\frac{1}{s}$，$\xi'=\frac{1}{x'}$，瞳孔直径取 3 毫米。光路图如图 15-99 所示。

彗差

子午彗差由下式表示

$$\Delta_c = -\frac{3R'\tan\omega'\xi'\varphi_v}{n(n-1)^2(\xi'-\sigma-\varphi_v)^3}[(n+2)\varphi_1^2-\{(n^2+n+1)\varphi_v+(n^2-1)(\xi'+3\sigma)\}\varphi_1$$

$$+n^2\varphi_v^2+\{n^2\xi'+(2n+1)\sigma\}(n-1)\varphi_v$$

$$+\{2n+1)\xi'+(n+1)\sigma\}(n-1)^2\sigma] \quad (15\text{-}69)$$

当彗差为零时

$$[(n+2)\varphi_1^2-\{(n^2+n+1)\varphi_v+(n^2-1)(\xi'+3\sigma)\}\varphi_1+n^2\varphi_v^2$$

$$+\{n^2\xi'+2(n+1)\sigma\}(n-1)\varphi_v+\{(2n+1)\xi'+(n+1)\sigma\}(n-1)^2\sigma]=0 \quad (15\text{-}70)$$

可见，φ_1 和 φ_v 为二次曲线（椭圆）。其中，r' 为瞳孔的半径。

畸变象差

由于网膜的习惯性因素，对眼镜的畸变象差不成为什么问题。

象面弯曲象差

因为网膜面是弯曲的，所以对眼镜的象面弯曲不会影响成象的清晰度。

倍率色差[68]

倍率色差随玻璃材料的阿贝数、距镜片中心距离等参量而变化，它将引起视场能剖降低，特别是通过镜片周边部观看时更较明显。

六、眼镜片的检验

顶点光焦度

一般用透镜计来检验，较好的方法是借助一个辅助物镜构成等倍率成像系统来检验。令辅助物镜的光焦度为 φ_A，被检镜片的光焦度为 φ_B，组合起来认为是薄透镜。在近轴区内构成等倍率条件如图 15-100 所示，当物距为 s_0（米）。象距为 s_I（米）时，将有 $s=s_0=s_I$。显然，这是于二倍焦距处，所以总的光焦度 $\varphi=\frac{1}{f}=\frac{2}{s}$，

而 $\varphi=\varphi_A+\varphi_B$。

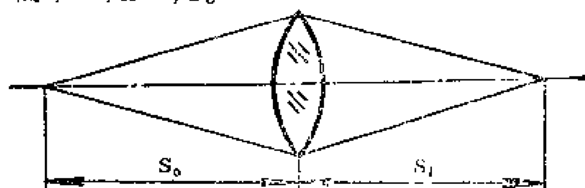


图 15-100 等倍成象

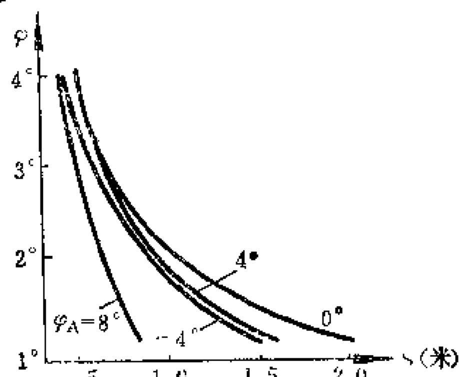


图 15-101 φ 与 s 关系图

这样，通过测量等倍率条件下的象距来确定 φ_B。

在有各种不同的辅助物镜与镜片组合时，φ 与 s 的关系如图 15-101 所示。

考虑辅助物镜与镜片之间有一定的间距，不完全是薄透镜，有必要对测值加以修正。对于图 15-101 曲线可近似为 $\varphi=\frac{a}{s}-b$。用最小二乘法可确定其系数 a 和 b，即为修正系数。

平行度

对太阳镜一类的镜片，需要检验其平行度。所谓平行度一般以棱镜屈光度（$P\cdot D$）表

示，即离开1米远的物成象后其光线偏折1厘米的夹角为1 $P\cdot D$，或 $1P\cdot D=\tan^{-1}\frac{1}{100}$。

一般可用望远镜来测量，也有用专用装置测量。

成象性能

同一般物镜一样，成象质量的检验，近代已采用MTF。通常用辅助物镜与眼镜组合起来测量[68]。

视见透射率

透光性能是眼镜片的一项主要质量指标。应当采用对应视觉明度的视见透射率 $\bar{\tau}$[69]。

$$\bar{\tau}=\frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2}S(\lambda)\cdot\tau(\lambda)\,\bar{y}(\lambda)d\lambda}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2}S(\lambda)\,\bar{y}(\lambda)d\lambda}=\frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2}W(\lambda)\tau(\lambda)d\lambda}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2}W(\lambda)d\lambda} \tag{15-71}$$

式中　$S(\lambda)$——光源的光谱分布；

$\tau(\lambda)$——镜片的光谱透射率；

$\bar{y}(\lambda)$——对应明度的光谱刺激值或 v_λ；

$W(\lambda)$——权函数，$W(\lambda)=S(\lambda)\cdot\bar{y}(\lambda)$；

λ_1—λ_2——可见波长范围。

通常，$S(\lambda)$ 应取施照体 A 的光谱分布，不过取施照体 D_{65}（白光光源）的更为合适，因为 D_{65} 表示白天平均照明的光谱分布。

对上式 $\bar{\tau}$，将积分简化成

$$\bar{\tau}=\sum_{i=1}^{n}W_i(\lambda)\tau_i(\lambda)\Big/\sum_{i=1}^{n}W_i(\lambda) \tag{15-72}$$

取波长间隔 $\Delta\lambda=10$ 毫微米，并令分母为100，则相应地有其权函数 $W(\lambda)$ 值。对于 D_{65} 光源的 $W(\lambda)$ 值列入表15-18。

表15-18　相应 D_{65} 光源的权函数

λ(毫微米)	W(λ)	λ(毫微米)	W(λ)	λ(毫微米)	W(λ)
400	0.003	520	7.040	640	1.386
410	0.010	530	8.784	650	0.810
420	0.035	540	9.425	660	0.463
430	0.095	550	9.796	670	0.249
440	0.228	560	9.415	680	0.126
450	0.421	570	8.678	690	0.054
460	0.669	580	7.886	700	0.028
470	0.989	590	6.353	710	0.015
480	1.525	600	5.374	720	0.006
490	2.142	610	4.265	730	0.003
500	3.342	620	3.162	740	0.002
510	5.131	630	2.098	750	0.001

为简便起见，不需要严格测出 $\tau(\lambda)$ 的分布，仅用下式可以得到良好的近似。

$$\bar{\tau}=\frac{1}{3}(\tau_{500}+2\tau_{589.3}) \qquad (15\text{-}73)$$

其中，τ_{500} 和 $\tau_{589.3}$ 分别为波长500毫微米和589.3毫微米的透射率。

或者，将测试仪器的光源和接收器的光谱响应校正成为 $W'(\lambda)$，使得 $W'(\lambda)\approx S(\lambda)\cdot\bar{y}(\lambda)$，进行直接测量也是方便易行的。图15-102所示、对具有色温2800开尔文的白炽灯和 S_{11} 阴极的光电倍增管加一块透射率为 $F(\lambda)$ 的滤光片、得到校正曲线 $W'(\lambda)$。可见，$W'(\lambda)$ 很接近表15-18所列的 $W(\lambda)$ 数值。

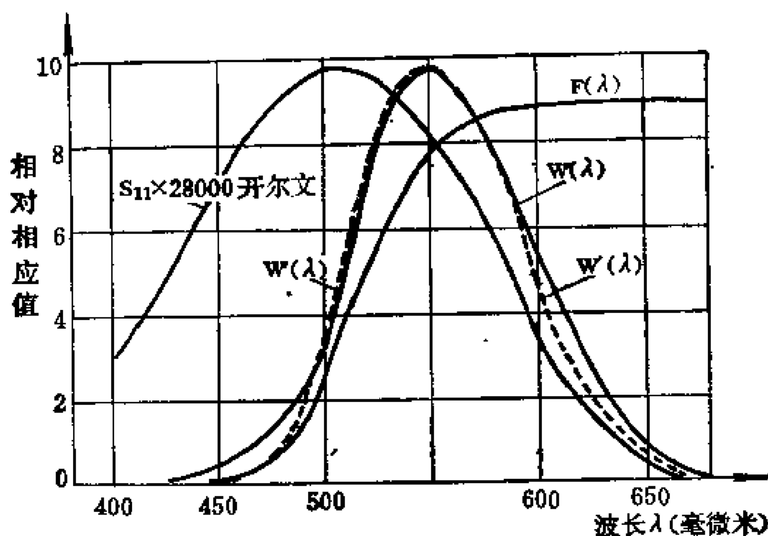


图15-102 光谱响应的校正

参考文献

[1] 樋渡涓二， テレビジョン，33 (12)，954 (1979)．

[2] 大頭 仁， 光学ニュース，(98)，5 (1968)。

[3] 池田光男， 生理光学—眼の光学と視覚，朝倉書店，p.42-43 (1975)．

[4] 池田光男， 生理光学—眼の光学と視覚，朝倉書店，p.44 (1975)．

[5] Driscoll, W.G., Vaughan, W. , Sponsored by the O. S. A, Handbook of Optics, McGraw-Hill book Company, p.12-2 (1978) .

[6] Driscoll, W.G., Vaughan, W.Sponsored by the O.S.A., Handbook of Optics, McGraw-Hill book Company, p.12-2 (1978) .

[7] 中尾主一， 光学技術ハンドブク，朝倉書店，p.750 (1968)．

[8] Davson, H., *The Eye*, 4, 127(1962) .

[9] Davson, H., *The Eye*, 4, 128 (1962) .

[10] Davson, H., *The Eye*, 4, 129 (1962)

[11] Westheimer, G., F.W. Compbell, *J.Opt.Soc.Am.*, 52, p.1040 (1962) .

[12] Driscoll, W.G, Vaughan, W., Spousored by the O.S.A., Handbook of Optics, McGraw-Hill book Company, p.12-6 (1978) .

[13] 河原哲夫、大頭 仁， 応用物理，46，134 (1977)．

[14] Davson, H., *The Eye*, 4, 153 (1962) .

[15] 中尾主一， 光学技術ハンドブク，朝倉書店，p.733 (1968)．

[19] 中尾主一， 光学技術ハンドブク，朝倉書店，p.763 (1968)．

[17] 中尾主一， 光学技術ハンドブク，朝倉書店，p.759 (1968)．

[18] Ohzu, H., *Vision Res.*, 12, 231 (1972) .

[19] 池田光男， 生理光学—眼の光学と視覚，朝倉書店，p.15 (1975)．

[20] 福岛邦彦著，马万禄等译， 視觉生理与仿生学， 科学出版社， p.55 (1980)．

[21] 池田光男，光学技術ハンドブック，朝倉書店，p.739 (1968)．
[22] 池田光男，光学技術ハンドブック，朝倉書店，p.740 (1968)．
[23] 杜德洛夫斯基著，王之江等译，光学仪器理论，科学出版社，Ⅱ，p.575 (1963)．
[24] 池田光男，光学技術ハンドブック，朝倉書店，p.741 (1968)．
[25] Driscoll, W.G., Vaughan, W., Sponsored by the O.S. A, Handbook of Optics, McGraw Hill book Company, p.12 12 (1978)．
[26] 中尾主一，光学技術ハンドブック，朝倉書店，p.794 (1968)．
[27] 池田光男，生理光学，朝倉書店，p.145 (1975)．
[28] 池田光男，生理光学，朝倉書店，p.3 (1975)．
[29] 池田光男，生理光学，朝倉書店，p.147 (1975)．
[30] 池田光男，光学技術ハンドブック，朝倉書店，p.743 (1968)．
[31] 樋渡涓二，テレビジョン学会誌，22 (1)，19 (1968)．
[32] 藤井克彦等，医用電子と生体工学，5 (2)，(117—126) (1967)
[33] 福岛邦彦著，马万禄等译，视觉生理与仿生学，科学出版社，p.124 (1980)．
[34] 飯田豊彦、坂田晴夫，テレビジョン学会誌，31 (4)，[illegible] (1977)．
[35] 福本 [illegible]，テレビジョン学会誌，23 (10)，789 (1969)．
[36] 中国科学院生物物理研究所生理光学组，人眼调制传递函数，生物物理研究所，(1980)．
[37] 河原哲夫、大頭 仁，応用物理，46 (2)，132 (1977)．
[38] 中国科学院生物物理研究所生理光学组，人眼调制传递函数，生物物理研究所，(1980)．
[39] Robson, J.Opt.Soc.Am., 56, 1141 (1966)．
[40] 河原哲夫、大頭 仁，応用物理，46 (2)，136 (1977)．
[41] 正木俊文，テレビジョン学会誌，33 (12)，1000 (1976)
[42] 長田昌次郎，テレビジョン学会誌，31 (8)，649 (1977)
[43] 佐川 賢、池田光男，光学，7 (3)，103 (1978)．
[44] 飯田豊彦，坂田晴夫，テレビジョン学会誌，31 (4)，252 (1977)．
[45] 古川友一，テレビジョン学会誌，33 (12)，963 (1979)
[46] 大島佑之，光学技術ハンドブック，朝倉書店，p.771 (1968)．
[47] 大頭 仁，光学技術コンタクト，11 (3)，11 (1973)．
[48] 飯山健夫等，光学技術コンタクト。14 (2)，13 (1976)．
[49] Ingelstram, E.and S.I.Ragnarsson, *Vision Res*, 12, 411 (1972)．
[50] 大島佑之，光学技術ハンドブック，朝倉書店，p.778 (1968)．
[51] 西村 武，テレビジョン学会誌，31 (5) 369 (1977)．
[52] 小林幸雄，テレビジョン学会誌，33 (12)，1047 (1979)．
[53] 池田光男，光学技術ハンドブック，朝倉書店，p.730 (1968)．
[54] Черный, И.Н., ОМП, (7)，72 (1970)．
[55] 河原哲夫、大頭 仁，応用物理，46 (2)，131 (1977)．
[56] Giles, M.K., *J.Opt.Soc.Am*. 67 (5)，635 (1977)．
[57] 永野 俊，テレビジョン学会誌，33 (12)，961 (1979)．
[58] 池田光男，光学技術ハンドブック，朝倉書店，p.743 (1968)．
[59] Lowry, E.M., and Dempalma J.J., *J.Opt.Soc.Am*., 51, 740 (1961)．
[60] 吉田 博等，テレビジョン学会誌，31 (1)，36 (1977)．
[61] 池田光男，生理光学—眼の光学と視覚，朝倉書店，p.65 (1975)．
[62] 河原哲夫，大頭 仁，応用物理，46 (2)，130 (1977)．

[63] 藤井克彦、松岡 章等，医用電子と生体工学，5（2），26（1967）.
[64] 山岸良一，光学技術ハンドブック，朝倉書店，p.780（1968）.
[65] 刘炳东，激光与红外（1），10（1981）.
[66] Bachman, C.G., Laser Radar Systems and Techniques, p.177（1979）.
[67] 会田軍太夫，光学技術ハンドブック，朝倉書店，p.781（1968）.
[68] 松井弘之，光学技術コンタクト，14（9），19（1976）.
[69] 白瑞璞，光学技術，（1），20（1981）.

第十六章　大　气　光　学

本章所提供的数据能用于按给定的大气模型来确定沿光路方向的辐射衰减或发射，其光谱范围为 0.25—25 微米。我们略去了 100 公里以上的大气，从而略去了小于百万分之一的全部大气质量。

我们按温度、压力和吸收气体的浓度分别规定了五种大气模型。另外还规定了两种气溶胶大气（悬浮大气）模型。这样，就有10种有效模型可供选择使用，而且在使用这些数据时不需要采用内插法。尽管如此，我们还是介绍了内插法，以便于读者可以选取更准确些的光学数据。

由于不可能包括所有可能遇到的大气模型，也不能对任意光谱的分辨率给出数据，因此我们只好把高分辨的计算限定在几种特定的波长上。为此选择了激光发射波长表。我们尽量选择在实际中最常用的激光器作为研究的工具。除激光发射波长表以外，我们还在全部光谱范围内提供了大约 20 种波长的大气吸收和散射的计算图表。这些曲线尽管也可以用于低分辨的透射率计算，但用于激光大气传输时将会产生很大的测量误差。

在第四节中介绍了低分辨大气模型及其吸收计算方法。这些模型主要是用来计算向宇宙发射的辐射和从地面仰视天空时观测到的辐射（天空背景），其波长大于 5 微米。更短波长的辐射和天空背景辐射是太阳天顶角和观测角的函数，所以只给出了少数几种特殊的示例。在第六和第七两节中讨论了折射率对几何路程的影响以及云雾对辐射衰减的影响。

第一节　光学计算中的大气模型

一、标准大气模型

在表 16-1 中列出了五种大气模型的数据。压力、温度、密度和水蒸汽的浓度系选自《地球物理及空间环境手册》[1]和美国标准大气的附录。11 公里以上的水蒸汽密度系选自西森瓦因等人的著作[2]，臭氧分布选自瓦利[1]的文章。在第八节中讨论了单位和换算方法。

二、均匀混合气体的浓度

表 16-2 中列有确定任意水平或垂直方向的均匀混合大气浓度的数据。在任意高度上水平路径的浓度值，（厘米・大气压）STP●数，可用下面公式求得

$$(\text{厘米·大气压})_{STP} = L\frac{\text{百万分率}}{10}\frac{PT_0}{P_0T}. \tag{16-1}$$

式中　L 是以公里为单位的路径长度，P_0 和 T_0 分别代表标准压力和温度（$P_0=1$ 大气压、$T_0=273°$ 开尔文）。

●STP—— 标准温度和压力

表 16-2 第 6 列为计算系数，将此系数乘以毫巴为单位的压力增量（Δp）和[illegible]剖面即得两种大气压力之间的气体数量（详见第八节，一）。

三、气溶胶微粒的分布

气溶胶大气模型分为晴朗型和阴云型两种（表 16-3），其地面高度的能见度分别为 23

表 16-1 计算大气光学性质所用的大气模型

高度（公里）	压力（毫巴）	温度（开尔文）	密度（克/米³）	水蒸汽（克/米³）	臭氧（克/米³）
		热		带	
0	1,013	300.0	1,167	19	5.6×10^{-5}
1	904.0	294.0	1,064	13	5.6×10^{-5}
2	805.0	288.0	968.9	9.3	5.4×10^{-5}
3	715.0	284.0	875.6	4.7	5.1×10^{-5}
4	633.0	277.0	795.1	2.2	4.7×10^{-5}
5	559.0	270.0	719.9	1.5	4.5×10^{-5}
6	492.0	264.0	650.1	8.5×10^{-1}	4.3×10^{-5}
7	432.0	257.0	585.5	4.7×10^{-1}	4.1×10^{-5}
8	378.0	250.0	525.8	2.5×10^{-1}	3.9×10^{-5}
9	329.0	244.0	470.8	1.2×10^{-1}	3.9×10^{-5}
10	286.0	237.0	420.2	5.0×10^{-2}	3.9×10^{-5}
11	247.0	230.0	374.0	1.7×10^{-2}	4.1×10^{-5}
12	213.0	224.0	331.6	6.0×10^{-3}	4.3×10^{-5}
13	182.0	217.0	292.9	1.8×10^{-3}	4.5×10^{-5}
14	156.0	210.0	257.8	1.0×10^{-3}	4.5×10^{-5}
15	132.0	204.0	226.0	7.6×10^{-4}	4.7×10^{-5}
16	111.0	197.0	197.2	6.4×10^{-4}	4.7×10^{-5}
17	93.70	195.0	167.6	5.6×10^{-4}	6.9×10^{-5}
18	78.90	199.0	138.2	5.0×10^{-4}	9.0×10^{-5}
19	66.60	203.0	114.5	4.9×10^{-4}	1.4×10^{-4}
20	56.50	207.0	95.15	4.5×10^{-4}	1.9×10^{-4}
21	48.00	211.0	79.38	5.1×10^{-4}	2.4×10^{-4}
22	40.90	215.0	66.45	5.1×10^{-4}	2.8×10^{-4}
23	35.00	217.0	56.18	5.4×10^{-4}	3.2×10^{-4}
24	30.00	219.0	47.63	6.0×10^{-4}	3.4×10^{-4}
25	25.70	221.0	40.45	6.7×10^{-4}	3.4×10^{-4}
30	12.20	232.0	18.31	3.6×10^{-4}	2.4×10^{-4}
35	6.000	243.0	8.600	1.1×10^{-4}	9.2×10^{-5}
40	3.050	254.0	4.181	4.3×10^{-5}	4.1×10^{-5}
45	1.590	265.0	2.097	1.9×10^{-5}	1.3×10^{-5}
50	8.540×10^{-1}	270.0	1.101	6.3×10^{-6}	4.3×10^{-6}
70	5.790×10^{-2}	219.0	9.210×10^{-2}	1.4×10^{-7}	8.6×10^{-8}

续表

高度 (公里)	压　　力 (毫巴)	温　度 (开尔文)	密　　度 (克/米³)	水蒸汽 (克/米³)	臭　氧 (克/米³)
100	3.000×10^{-4}	210.0	5.000×10^{-4}	1.0×10^{-9}	4.3×10^{-11}
		中　纬　度　夏　季			
0	1,013	294.0	1,191	14	6.0×10^{-5}
1	902.0	290.0	1,080	9.3	6.0×10^{-5}
2	802.0	285.0	975.7	5.9	6.0×10^{-5}
3	710.0	279.0	884.6	3.3	6.2×10^{-5}
4	628.0	273.0	799.8	1.9	6.4×10^{-5}
5	554.0	267.0	721.1	1.0	6.6×10^{-5}
6	487.0	261.0	648.7	6.1×10^{-1}	6.9×10^{-5}
7	426.0	255.0	583.0	3.7×10^{-1}	7.5×10^{-5}
8	372.0	248.0	522.5	2.1×10^{-1}	7.9×10^{-5}
9	324.0	242.0	466.9	1.2×10^{-1}	8.6×10^{-5}
10	281.0	235.0	415.9	6.4×10^{-2}	9.0×10^{-5}
11	243.0	229.0	369.3	2.2×10^{-2}	1.1×10^{-4}
12	209.0	222.0	326.9	6.0×10^{-3}	1.2×10^{-4}
13	179.0	216.0	288.2	1.8×10^{-3}	1.5×10^{-4}
14	153.0	216.0	246.4	1.0×10^{-3}	1.8×10^{-4}
15	130.0	216.0	210.4	7.6×10^{-4}	1.9×10^{-4}
16	111.0	216.0	179.7	6.4×10^{-4}	2.1×10^{-4}
17	95.00	216.0	153.5	5.6×10^{-4}	2.4×10^{-4}
18	81.20	216.0	130.5	5.0×10^{-4}	2.8×10^{-4}
19	69.50	217.0	111.0	4.9×10^{-4}	3.2×10^{-4}
20	59.50	218.0	94.53	4.5×10^{-4}	3.4×10^{-4}
21	51.00	219.0	80.56	5.1×10^{-4}	3.6×10^{-4}
22	43.70	220.0	68.72	5.1×10^{-4}	3.6×10^{-4}
23	37.60	222.0	58.67	5.4×10^{-4}	3.4×10^{-4}
24	32.20	223.0	50.14	6.0×10^{-4}	3.2×10^{-4}
25	27.70	224.0	42.88	6.7×10^{-4}	3.0×10^{-4}
30	13.20	234.0	13.22	3.6×10^{-4}	2.0×10^{-4}
35	6.520	245.0	6.519	1.1×10^{-4}	9.2×10^{-5}
40	3.330	258.0	3.330	4.3×10^{-5}	4.1×10^{-5}
45	1.760	270.0	1.757	1.9×10^{-5}	1.3×10^{-5}
50	9.510×10^{-1}	276.0	9.512×10^{-1}	6.3×10^{-6}	4.3×10^{-6}
70	6.710×10^{-2}	218.0	6.706×10^{-2}	1.4×10^{-7}	8.6×10^{-8}
100	3.000×10^{-4}	210.0	5.000×10^{-4}	1.0×10^{-9}	4.3×10^{-11}

续表

高度(公里)	压　力(毫巴)	温　度(开尔文)	密　度(克/米³)	水蒸汽(克/米³)	臭　氧(克/米³)
中纬度冬季					
0	1,018	272.2	1,301	3.5	6.0×10^{-5}
1	897.3	268.7	1,162	2.5	5.4×10^{-5}
2	789.7	265.2	1,037	1.8	4.9×10^{-5}
3	693.8	261.7	923.0	1.2	4.9×10^{-5}
4	608.1	255.7	828.2	6.6×10^{-1}	4.9×10^{-5}
5	531.3	249.7	741.1	3.8×10^{-1}	5.8×10^{-5}
6	462.7	243.7	661.4	2.1×10^{-1}	6.4×10^{-5}
7	401.6	237.7	588.6	8.5×10^{-2}	7.7×10^{-5}
8	347.3	231.7	522.2	3.5×10^{-2}	9.0×10^{-5}
9	299.2	225.7	461.9	1.6×10^{-2}	1.2×10^{-4}
10	256.8	219.7	407.2	7.5×10^{-3}	1.6×10^{-4}
11	219.9	219.2	349.6	6.9×10^{-3}	2.1×10^{-4}
12	188.2	218.7	299.9	6.0×10^{-3}	2.6×10^{-4}
13	161.0	218.2	257.2	1.8×10^{-3}	3.0×10^{-4}
14	137.8	217.7	220.6	1.0×10^{-3}	3.2×10^{-4}
15	117.8	217.2	189.0	7.6×10^{-4}	3.4×10^{-4}
16	100.7	216.7	162.0	6.4×10^{-4}	3.6×10^{-4}
17	86.10	216.2	138.8	5.6×10^{-4}	3.9×10^{-4}
18	73.50	215.7	118.8	5.0×10^{-4}	4.1×10^{-4}
19	62.80	215.2	101.7	4.9×10^{-4}	4.3×10^{-4}
20	53.70	215.2	86.90	4.5×10^{-4}	4.5×10^{-4}
21	45.80	215.2	74.21	5.1×10^{-4}	4.3×10^{-4}
22	39.10	215.2	63.38	5.1×10^{-4}	4.3×10^{-4}
23	33.40	215.2	54.15	5.4×10^{-4}	3.9×10^{-4}
24	28.60	215.2	46.24	6.0×10^{-4}	3.6×10^{-4}
25	24.30	215.2	39.50	6.7×10^{-4}	3.4×10^{-4}
30	11.10	217.4	17.83	3.6×10^{-4}	1.9×10^{-4}
35	5.180	227.8	7.924	1.1×10^{-4}	9.2×10^{-5}
40	2.530	243.2	3.625	4.3×10^{-5}	4.1×10^{-5}
45	1.290	258.5	1.741	1.9×10^{-5}	1.3×10^{-5}
50	6.820×10^{-1}	265.7	8.954×10^{-1}	6.3×10^{-6}	4.3×10^{-6}
70	4.670×10^{-2}	230.7	7.051×10^{-2}	1.4×10^{-7}	8.6×10^{-8}
100	3.000×10^{-4}	210.2	5.000×10^{-4}	1.0×10^{-9}	4.3×10^{-11}
近北极夏季					
0	1,010	287.0	1,220	9.1	4.9×10^{-5}
1	896.0	282.0	1,110	6.0	5.4×10^{-5}
2	792.9	276.0	997.1	4.2	5.6×10^{-5}

续表

高度(公里)	压力(毫巴)	温度(开尔文)	密度(克/米³)	水蒸汽(克/米³)	臭氧(克/米³)
3	700.0	271.0	898.5	2.7	5.8×10^{-5}
4	616.0	266.0	807.7	1.7	6.0×10^{-5}
5	541.0	260.0	724.4	1.0	6.4×10^{-5}
6	473.0	253.0	651.9	5.4×10^{-1}	7.1×10^{-5}
7	413.0	246.0	584.9	2.9×10^{-1}	7.5×10^{-5}
8	359.0	239.0	523.1	1.3×10^{-2}	7.9×10^{-5}
9	310.7	232.0	466.3	4.2×10^{-2}	1.1×10^{-4}
10	267.7	225.0	414.2	1.5×10^{-2}	1.3×10^{-4}
11	230.0	225.0	355.9	9.4×10^{-3}	1.8×10^{-4}
12	197.7	225.0	305.9	6.0×10^{-3}	2.1×10^{-4}
13	170.0	225.0	263.0	1.8×10^{-3}	2.6×10^{-4}
14	146.0	225.0	226.0	1.0×10^{-3}	2.8×10^{-4}
15	125.0	225.0	194.3	7.6×10^{-4}	3.2×10^{-4}
16	108.0	225.0	167.1	6.4×10^{-4}	3.4×10^{-4}
17	92.80	225.0	143.6	5.6×10^{-4}	3.9×10^{-4}
18	79.80	225.0	123.5	5.0×10^{-4}	4.1×10^{-4}
19	68.60	225.0	106.2	4.9×10^{-4}	4.1×10^{-4}
20	58.90	225.0	91.28	4.5×10^{-4}	3.9×10^{-4}
21	50.70	225.0	78.49	5.1×10^{-4}	3.6×10^{-4}
22	43.60	225.0	67.50	5.1×10^{-4}	3.2×10^{-4}
23	37.50	225.0	58.05	5.4×10^{-4}	3.0×10^{-4}
24	32.27	226.0	49.63	6.0×10^{-4}	2.8×10^{-4}
25	27.80	228.0	42.47	6.7×10^{-4}	2.6×10^{-4}
30	13.40	235.0	13.38	3.6×10^{-4}	1.4×10^{-4}
35	6.610	247.0	6.614	1.1×10^{-4}	9.2×10^{-5}
40	3.400	262.0	3.404	4.3×10^{-5}	4.1×10^{-5}
45	1.810	274.0	1.817	1.9×10^{-5}	1.3×10^{-5}
50	9.870×10^{-1}	277.0	9.868×10^{-1}	6.3×10^{-6}	4.3×10^{-6}
70	7.070×10^{-2}	216.0	7.071×10^{-2}	1.4×10^{-7}	8.6×10^{-8}
100	3.000×10^{-4}	210.0	5.000×10^{-4}	1.0×10^{-9}	4.3×10^{-11}
近北极冬季					
0	1,013	257.1	1,372	1.2	4.1×10^{-5}
1	887.8	259.1	1,193	1.2	4.1×10^{-5}
2	777.5	255.9	1,058	9.4×10^{-1}	4.1×10^{-5}
3	679.8	252.7	936.6	6.8×10^{-1}	4.3×10^{-5}
4	593.2	247.7	833.9	4.1×10^{-1}	4.5×10^{-5}
5	515.8	240.9	745.7	2.0×10^{-1}	4.7×10^{-5}
6	446.7	234.1	664.6	9.8×10^{-2}	4.9×10^{-5}
7	385.3	227.3	590.4	5.4×10^{-2}	7.1×10^{-5}

续表

高度(公里)	压力(毫巴)	温度(开尔文)	密度(克/米³)	水蒸汽(克/米³)	臭氧(克/米³)
8	330.8	220.6	522.6	1.1×10^{-2}	9.0×10^{-5}
9	282.9	217.2	453.8	8.4×10^{-3}	1.6×10^{-4}
10	241.8	217.2	387.9	5.5×10^{-3}	2.1×10^{-4}
11	206.7	217.2	331.5	3.8×10^{-3}	3.2×10^{-4}
12	176.6	217.2	283.4	2.6×10^{-3}	4.1×10^{-4}
13	151.0	217.2	242.2	1.8×10^{-3}	4.7×10^{-4}
14	129.1	217.2	207.1	1.0×10^{-3}	4.9×10^{-4}
15	110.3	217.2	177.0	7.6×10^{-4}	5.6×10^{-4}
16	91.31	216.6	151.7	6.4×10^{-4}	6.2×10^{-4}
17	80.38	216.0	130.0	5.6×10^{-4}	6.2×10^{-4}
18	68.82	215.4	111.3	5.0×10^{-4}	6.2×10^{-4}
19	58.75	214.8	95.29	4.9×10^{-4}	6.0×10^{-4}
20	50.14	214.1	81.55	4.5×10^{-4}	5.0×10^{-4}
21	42.77	213.6	69.76	5.1×10^{-4}	5.1×10^{-4}
22	36.47	213.0	59.66	5.1×10^{-4}	4.7×10^{-4}
23	31.09	212.4	51.00	5.4×10^{-4}	4.3×10^{-4}
24	26.49	211.8	43.58	6.0×10^{-4}	3.6×10^{-4}
25	22.56	211.2	37.22	6.7×10^{-4}	3.2×10^{-4}
30	10.20	216.0	16.45	3.6×10^{-4}	1.5×10^{-4}
35	4.701	222.2	7.368	1.1×10^{-4}	9.2×10^{-5}
40	2.243	231.7	3.330	4.3×10^{-5}	4.1×10^{-5}
45	1.113	247.0	1.569	1.9×10^{-5}	1.3×10^{-5}
50	5.719×10^{-1}	259.3	7.682×10^{-1}	6.3×10^{-6}	4.3×10^{-6}
70	4.015×10^{-2}	245.7	5.095×10^{-2}	1.4×10^{-7}	8.6×10^{-8}
100	3.000×10^{-4}	210.0	5.000×10^{-4}	1.0×10^{-9}	4.3×10^{-11}

表 16-2　均匀混合气体的浓度

组成物	分子量	浓度(厘米·大气压)STP 单位体积的百万分率	从海平面起的垂直程	在海平面上的水平程	克/厘米²·毫巴	参考资料
空气	28.97	10^6	8×10^5	10^5	1.02	[1]
CO_2	44	330	264	33	5.11×10^{-4}	[3]
N_2O	44	0.28	0.22	0.028	4.34×10^{-7}	[36]
CO	28	0.075	0.06	0.0075	7.39×10^{-8}	[37]
CH_4	16	1.6	1.28	0.16	9.01×10^{-7}	[38]
O_2	32	2.095×10^5	1.68×10^5	2.095×10^4	0.236	[1]

表 16-3　气溶胶大气模型：晴朗和阴云条件下（中等情况）的垂直分布

高　　度（公里）	微粒密度 N（微粒/厘米³）	
	23 公里能见度（晴）	5 公里能见度（阴）
0	2,828	13,780
1	1,244	5,[illegible]30
2	537.1	1,[illegible]14
3	225.6	67[illegible].1
4	119.2	2[illegible]5.3
5	89.87	
6	62.[illegible]7	
7	58.9[illegible]	
8	60.69	
9	58.18	
10	56.73	
11	53.77	
12	55.35	
13	51.56	
14	50.18	
15	47.14	
16	47.11	
17	44.5	
18	43.[illegible]	
19	[illegible]	
20	26.[illegible]	
21	19.[illegible]3	
22	14.58	
23	11.18	
24	8.8[illegible]	
25	7.4[illegible]9	
30	2.2[illegible]	
35	0.[illegible]90	
40	0.15[illegible]0	
45	0.04[illegible]52	
50	0.01[illegible]78	
70	0.0000537	
100	0.00000[illegible]1969	

和5公里。两种模型的气溶胶微粒尺寸分布函数在所有高度上都是一样的，而且也与迪尔门金[4]所提出的大陆性霾的情况（图 [illegible]）相一致，其密度$n(r)$与微粒半径有下列关系：

$$\frac{n(r)}{\Delta r}=\begin{cases}C_1 r^{-4} & 0.1\text{微米}<r<100\text{微米}\\ C_1\times 10^4 & 0.02\text{微米}<r<0.1\text{微米}\\ 0 & r<0.02\text{微米},\ r>100.0\text{微米}\end{cases} \quad (16\text{-}2)$$

此公式与迪尔门金的模型C不同之处是大颗粒截止点被扩大到5—100微米。此分布函数已被规化为标准值，$\Delta r=1$微米，$C_1=0.883\times10^{-3}$（图 16-1），即全部尺寸范围的积分等于1。我们只需把标准分布函数乘以表 16-3 中的 N 值，即得到任意大气高度的实际尺寸分布。

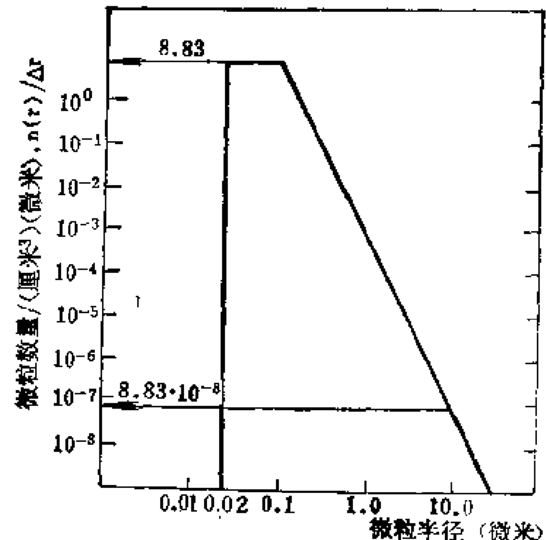


图 16-1 气溶胶大气模型的规化微粒尺寸分布

气溶胶微粒的折射率(表 16-4)是沃尔兹[5]根据经验数据提出来的。然而衰减系数是根据70%水溶物与30%尘状物组成的大陆性气溶胶确定的。

在晴朗大气条件下单位体积内气溶胶微粒的总数量 N（表16-3）已被修正，以使其总消光系数在波长 $\lambda=0.55$ 微米时与埃尔特曼[6]在每种高度上所使用的大气衰减模型具有同样的数值。此模型相当于大约为 23 公里地面能见度的大气条件。在高度 $H\geqslant5$ 公里时阴云模型与晴朗模型是相同的。在 $H<5$ 公里时气溶胶微粒的总数是按指数增加的，直到相当于地面能见度约为 5 公里的数值。

表 16-4 气溶胶的复折射率 $n-n'i$

（n 为实部，n' 为虚部——吸收部分）

波长（微米）	折射率	
	水溶物	尘状物
0.20000	1.530—0.070i	1.530—0.070i
0.25000	1.530—0.030i	1.530—0.030i
0.30000	1.530—0.008i	1.530—0.008i
0.33710	1.530—0.005i	1.530—0.008i
0.46800	1.530—0.005i	1.530—0.008i
0.51450	1.530—0.005i	1.530—0.008i
0.63280	1.530—0.006i	1.530—0.008i
0.69430	1.530—0.007i	1.530—0.008i
0.86000	1.520—0.012i	1.520—0.008i
1.06000	1.520—0.017i	1.520—0.008i
1.53600	1.510—0.023i	1.400—0.008i
2.00000	1.420—0.008i	1.260—0.008i
2.50000	1.420—0.012i	1.180—0.009i
2.70000	1.400—0.055i	1.180—0.013i
8.00000	1.420—0.022i	1.160—0.012i
3.20000	1.430—0.008i	1.220—0.010i
3.39230	1.430—0.007i	1.260—0.013i

续表

波长（微米）	折射率	
	水溶物	尘状物
3.50000	1.450—0.005i	1.280—0.011i
3.75000	1.452—0.004i	1.270—0.011i
4.00000	1.455—0.005i	1.260—0.012i
4.50000	1.460—0.013i	1.260—0.014i
5.50000	1.440—0.018i	1.220—0.021i
6.00000	1.410—0.023i	1.150—0.037i
6.50000	1.460—0.033i	1.130—0.042i
7.20000	1.400—0.070i	1.400—0.055i
7.90000	1.200—0.065i	1.150—0.040i
8.20000	1.010—0.100i	1.130—0.074i
8.50000	1.300—0.215i	1.300—0.090i
8.70000	2.400—0.290i	1.400—0.100i
9.00000	2.560—0.370i	1.700—0.140i
9.20000	2.200—0.420i	1.720—0.150i
9.50000	1.950—0.160i	1.730—0.162i
10.00000	1.820—0.090i	1.750—0.162i
10.59100	1.760—0.070i	1.620—0.120i
11.00000	1.720—0.050i	1.620—0.105i
13.00000	1.620—0.055i	1.470—0.100i
14.80000	1.440—0.100i	1.570—0.100i
15.00000	1.420—0.200i	1.570—0.100i
17.20000	2.080—0.240i	1.630—0.100i
18.50000	1.850—0.170i	1.640—0.120i
20.00000	2.120—0.220i	1.680—0.220i
25.00000	1.880—0.280i	1.970—0.240i
27.90000	1.840—0.290i	1.890—0.320i
30.00000	1.820—0.003i	1.800—0.420i
35.00000	1.920—0.400i	1.900—0.500i
40.00000	1.860—0.500i	2.100—0.600i

第二节　大气传输的基本原理

由于大气具有不同的物理性质，因而直接地影响散射和吸收系数的变化[7]，所以辐射在大气中的传输是非常复杂的。一般来说，单色辐射在大气中的透射率有如下关系

$$\tau = \exp(-\gamma \Delta L) \qquad (16\text{-}3)$$

式中　γ 为衰减系数，ΔL 是辐射透过的路程长度。衰减系数可以用下式表示

$$\gamma = \sigma + k \qquad (16\text{-}4)$$

式中　σ 是散射系数，k 是吸收系数。此两系数以公里$^{-1}$为单位表示。方程（16-3）只能应

用在单色辐射的条件下才是正确的。

方程（16-4）中的散射和吸收与大气路径中的分子和气溶胶微粒有关。假如电磁辐射入射到分子或气溶胶微粒上，那末一部分辐射被吸收而其余部分均被向四面八方散射。因此我们必须定义

$$\sigma = \sigma_m + \sigma_a \qquad (16\text{-}4a)$$

$$k = k_m + k_a \qquad (16\text{-}4b)$$

式中下标字 m 和 a 分别表示分子和气溶胶微粒。

分子散射系数只与辐射路径中的分子密度有关，然而分子吸收系数却不仅是吸收气体数量的函数而且也是吸收气体的温度和气压的函数。波长与分子散射（瑞利散射）关系非常接近于下面公式 $\sigma_m \approx \lambda^{-4}$。分子吸收系数随着波长的变化是非常复杂的，由于有许多种分子吸收带的复合因素存在，所以它是波长的高次振荡函数。这些复合频带大部分是由于少数大气成分而引起的。其中有决定性影响作用的分子如下（依重要性的次序排列）：H_2O，CO_2，O_3，N_2O，CO，O_2，CH_4 和 N_2。除 H_2O 和 O_3 外所有这些分子都认为是按体积均匀混合的气体。

σ_a 和 k_a 值与气溶胶微粒的密度和尺寸分布有关，也与其复折射率有关。吸收系数和散射辐射的分布可以按球形微粒（或其他简单的形状）计算出理论值。根据梅氏[8]提出的理论，赫尔斯特将散射角为 ϕ 的辐射分布表示如下

$$i(\phi) = I_0 \frac{\lambda^2}{4\pi^2} \frac{i_1(\phi) + i_2(\phi)}{2} \left(\frac{\text{重量}}{\text{厘米}^2} \cdot \frac{\text{厘米}^2}{\text{立体角}} \right) \qquad (16\text{-}5)$$

式中，i_1 和 i_2 表示散射辐射的两个偏振分量[9]。它们是微粒尺寸与波长之比、微粒折射率和散射角 ϕ 的函数。I_0 是入射辐射的强度。假设在单位散射体积内有 N 个尺寸分布为 $n(r)$ 的微粒，将 i_1 和 i_2 代之以 $\int_r i_{1,2}(r) n(r) dr$，则可从 1 立体角微粒云的单位体积内求得积分角散射强度 $I(\phi)$。

从积分 $\int_0^{4\pi} I(\phi) d\Omega$ 中得出散射辐射的总数量，它等于 $I_0\sigma_a$。尺寸分布的公式如下

$$I(\phi) = I_0 \sigma f(\phi) \qquad (16\text{-}6)$$

式中，$f(\phi)$ 是规化位相散射函数，积分 $\int_0^{4\pi} f(\phi) d\Omega$ 等于 1。

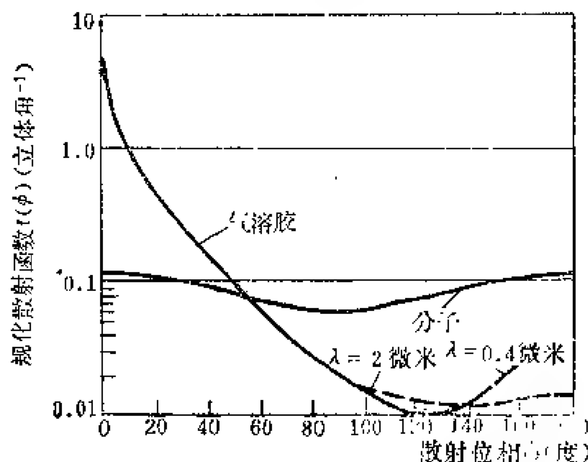


图 16-2　按第一节气溶胶大气模型绘出的规化散射位相函数

图 16-2 中表示有分子散射 $f(\phi)$ 曲线（与波长无关），和第一、二节中所介绍的气溶胶微粒在两种波长以下的散射曲线。

气溶胶微粒的吸收系数 k_a 也可以用和散射系数 σ_a 同样的形式表示。气溶胶微粒的吸收系数和散射系数与波长的函数曲线一般来说是平滑的曲线。

单谱线的分子吸收系数在 50 公里大气内用下面公式表示可以达到很

高的精度

$$k_m(\nu)=\frac{S\alpha}{\pi[(\nu-\nu_0)^2+\alpha^2]} \tag{16-7}$$

式中 S——谱线的强度　　　　ν_0——谱线中心的频率

α——谱线的半宽度　　　　ν——所求吸收系数的频率

ν与λ的关系可参阅第八节。半宽度与压力和温度的关系可以近似地表示如下

$$\alpha=\alpha_0\frac{P}{P_0}\sqrt{\frac{T_0}{T}} \tag{16-8}$$

谱线强度与温度之间也有一个玻耳兹曼常数和配分函数的关系[10]。超过50公里以上必须考虑多普勒展宽。

让我们来考虑平面分层大气层和一种波长，且在此波长上有几条与吸收系数有关的谱线来自一种或几种分子组成。此时 j 个层中任意一层内频率 ν 的分子吸收系数如下

$$k_{mj}=\sum_i k_{mji} \tag{16-9}$$

式中，i 应对全部分子吸收谱线取和，这些吸收谱线相当密集、相当靠近频率 ν，从而总的分子吸收系数可按方程（16-9）求得。在气溶胶微粒的方程式（16-4a）和（16-4b）中引入分子散射 σ_m、气溶胶吸收 k_a 及散射σ_a的同时我们可以计算第 j 层的总衰减系数

$$\gamma_j=k_{mj}+\sigma_{mj}+k_{aj}+\sigma_{aj} \tag{16-10}$$

因此，由方程（16-3）得 j 个层组成的大气透射率如下：

$$\tau(\nu)=\exp(-\Delta\Sigma\gamma_j L_j) \tag{16-11}$$

注意方程(16-11)中的 ΔL 是垂直距离。斜程传输的问题可以用公式 $\Delta L_j=\Delta z_j\sec\theta$ 来解决，其中 Δz_j 表示垂直距离增量。此时方程（16-11）可写成

$$\tau_M(\nu)=[\tau(\nu)]^M \tag{16-12}$$

式中，$M=\sec\theta$ 是垂直线与观察方向之间夹角的正割。因此把垂直透射率变换成斜距透射率是非常容易的。当 θ 角接近 90° 时，计算结果将是无意义的，因为我们的前提是平面分层大气（见第六节）。

上面的讨论只局限在单频带波长（即与附近的吸收谱线相比是非常窄的波段）的条件下是正确的。适用于多种用途的窄带谱宽是0.001波数（厘米$^{-1}$）。分子吸收过程限制了上述关系的有效性。如上所述，$k_m(\nu)$是高阶振荡频率的函数，而$k_a(\nu)$，$\sigma_m(\nu)$及$\sigma_a(\nu)$则是变化比较缓慢的函数。

为了在更宽的光谱范围内计算大气的透射率，必须从方程（16-11）或（16-12）中在所求的光谱范围内取平均值［见方程（16-14）］。当有许多谱线时计算工作是非常冗长乏味的事情（甚至用计算机也同样繁琐）。在第四节中讨论了处理这类问题的各种不同方法。

第三节　某些频率下的大气传输

一、内插法

一般来说允许在表16-5的各数值之间按线性关系对波长采用内插法，但分子吸收系数

表 15-5 每公里衰减系数是高度的函数

高度(公里)	热带		中纬度地区			
			夏季		冬季	
	分子吸收 k_m(公里)$^{-1}$	分子散射 σ_m(公里$^{-1}$)	分子吸收(k_m公里$^{-1}$)	分子散射(σ_m公里$^{-1}$)	分子吸收(k_m公里$^{-1}$)	分子散射(σ_m公里$^{-1}$)
$\lambda=0.337$微米						
0	2.34×10^{-4}	8.46×10^{-2}	2.52×10^{-4}	8.64×10^{-2}	2.52×10^{-4}	9.33×10^{-2}
0—1	2.32×10^{-4}	8.07×10^{-2}	2.52×10^{-4}	8.25×10^{-2}	2.38×10^{-4}	8.73×10^{-2}
1—2	2.27×10^{-4}	7.34×10^{-2}	2.52×10^{-4}	7.47×10^{-2}	2.16×10^{-4}	7.91×10^{-2}
2—3	2.18×10^{-4}	6.68×10^{-2}	2.57×10^{-4}	6.76×10^{-2}	2.07×10^{-4}	7.23×10^{-2}
3—4	1.93×10^{-4}	6.05×10^{-2}	2.65×10^{-4}	6.12×10^{-2}	2.07×10^{-4}	6.32×10^{-2}
4—5	1.84×10^{-4}	5.49×10^{-2}	2.74×10^{-4}	5.53×10^{-2}	2.25×10^{-4}	5.66×10^{-2}
5—6	1.75×10^{-4}	4.96×10^{-2}	2.83×10^{-4}	4.98×10^{-2}	2.56×10^{-4}	5.05×10^{-2}
6—7	1.66×10^{-4}	4.47×10^{-2}	2.99×10^{-4}	4.47×10^{-2}	2.97×10^{-4}	4.51×10^{-2}
7—8	1.62×10^{-4}	4.02×10^{-2}	3.22×10^{-4}	4.01×10^{-2}	3.51×10^{-4}	4.01×10^{-2}
8—9	1.62×10^{-4}	3.61×10^{-2}	3.44×10^{-4}	3.59×10^{-2}	4.50×10^{-4}	3.55×10^{-2}
9—10	1.62×10^{-4}	3.23×10^{-2}	3.67×10^{-4}	3.21×10^{-2}	5.99×10^{-4}	3.14×10^{-2}
10—11	1.66×10^{-4}	2.88×10^{-2}	4.14×10^{-4}	2.85×10^{-2}	7.83×10^{-4}	2.73×10^{-2}
11—12	1.75×10^{-4}	2.56×10^{-2}	4.86×10^{-4}	2.53×10^{-2}	9.96×10^{-4}	2.34×10^{-2}
12—13	1.82×10^{-4}	2.26×10^{-2}	5.76×10^{-4}	2.24×10^{-2}	1.16×10^{-3}	2.01×10^{-2}
13—14	1.87×10^{-4}	2.00×10^{-2}	6.84×10^{-4}	1.94×10^{-2}	1.27×10^{-3}	1.72×10^{-2}
14—15	1.91×10^{-4}	1.76×10^{-2}	7.74×10^{-4}	1.66×10^{-2}	1.37×10^{-3}	1.48×10^{-2}
15—16	1.96×10^{-4}	1.54×10^{-2}	8.46×10^{-4}	1.42×10^{-2}	1.55×10^{-3}	1.26×10^{-2}
16—17	2.43×10^{-4}	1.33×10^{-2}	9.56×10^{-4}	1.22×10^{-2}	1.64×10^{-3}	1.08×10^{-2}
17—18	3.33×10^{-4}	1.11×10^{-2}	1.10×10^{-3}	1.04×10^{-2}	1.73×10^{-3}	9.29×10^{-3}
18—19	4.86×10^{-4}	9.12×10^{-3}	1.25×10^{-3}	8.79×10^{-3}	1.84×10^{-3}	7.97×10^{-3}
19—20	6.98×10^{-4}	7.57×10^{-3}	1.40×10^{-3}	7.40×10^{-3}	1.84×10^{-3}	6.82×10^{-3}
20—21	8.89×10^{-4}	6.32×10^{-3}	1.48×10^{-3}	6.36×10^{-3}	1.86×10^{-3}	5.81×10^{-3}
21—22	1.06×10^{-3}	5.28×10^{-3}	1.50×10^{-3}	5.42×10^{-3}	1.80×10^{-3}	4.96×10^{-3}
22—23	1.23×10^{-3}	4.44×10^{-3}	1.47×10^{-3}	4.63×10^{-3}	1.71×10^{-3}	4.24×10^{-3}
23—24	1.40×10^{-3}	3.76×10^{-3}	1.40×10^{-3}	3.95×10^{-3}	1.61×10^{-3}	3.62×10^{-3}
24—25	1.48×10^{-3}	3.19×10^{-3}	1.33×10^{-3}	3.38×10^{-3}	1.48×10^{-3}	3.09×10^{-3}
25—30	1.24×10^{-3}	2.12×10^{-3}	1.06×10^{-3}	2.28×10^{-3}	1.10×10^{-3}	2.18×10^{-3}
30—35	6.98×10^{-4}	9.72×10^{-4}	6.12×10^{-4}	1.05×10^{-3}	5.94×10^{-4}	1.04×10^{-3}
35—40	2.79×10^{-4}	4.63×10^{-4}	2.79×10^{-4}	5.00×10^{-4}	2.79×10^{-4}	4.16×10^{-4}
40—45	1.13×10^{-4}	2.28×10^{-4}	1.13×10^{-4}	2.46×10^{-4}	1.13×10^{-4}	1.94×10^{-4}
45—50	3.60×10^{-5}	1.16×10^{-4}	3.60×10^{-5}	1.26×10^{-4}	3.60×10^{-5}	9.53×10^{-5}
50—70	9.00×10^{-6}	4.31×10^{-5}	9.00×10^{-6}	4.75×10^{-5}	9.00×10^{-6}	3.48×10^{-5}
70—100	$<10^{-6}$	3.35×10^{-6}	$<10^{-6}$	3.90×10^{-6}	$<10^{-6}$	2.56×10^{-6}

（对应于12种激光波长大气和各种模型）

高度（公里）	近北极区 夏季 分子吸收 k_m（公里$^{-1}$）	近北极区 夏季 分子散射 σ_m（公里$^{-1}$）	近北极区 冬季 分子吸收 k_m（公里$^{-1}$）	近北极区 冬季 分子散射 δ_m（公里$^{-1}$）	晴 气溶胶吸收 k_a（公里$^{-1}$）	晴 气溶胶散射 σ_a（公里$^{-1}$）	阴 气溶胶吸收 k_a（公里$^{-1}$）	阴 气溶胶散射 σ_a（公里$^{-1}$）
$\lambda=1.337$微米								
0	2.07×10^{-4}	8.83×10^{-2}	1.71×10^{-4}	9.89×10^{-2}	1.45×10^{-2}	2.30×10^{-1}	7.06×10^{-2}	1.12
0—1	2.16×10^{-4}	8.40×10^{-2}	1.71×10^{-4}	9.91×10^{-2}	9.88×10^{-3}	1.57×10^{-1}	4.45×10^{-2}	7.07×10^{-1}
1—2	2.20×10^{-4}	7.59×10^{-2}	1.71×10^{-4}	9.24×10^{-2}	4.31×10^{-3}	6.85×10^{-2}	1.63×10^{-2}	2.58×10^{-1}
2—3	2.39×10^{-4}	6.85×10^{-2}	1.76×10^{-4}	8.11×10^{-2}	1.84×10^{-3}	2.92×10^{-2}	5.95×10^{-3}	9.46×10^{-2}
3—4	2.19×10^{-4}	6.15×10^{-2}	1.65×10^{-4}	7.19×10^{-2}	8.54×10^{-4}	1.36×10^{-2}	2.17×10^{-3}	3.45×10^{-2}
4—5	2.51×10^{-4}	5.52×10^{-2}	1.94×10^{-4}	6.38×10^{-2}	5.32×10^{-4}	8.45×10^{-3}	7.93×10^{-4}	1.26×10^{-2}
5—6	2.84×10^{-4}	4.99×10^{-2}	2.03×10^{-4}	5.08×10^{-2}	3.89×10^{-4}	6.17×10^{-3}	3.89×10^{-4}	6.17×10^{-3}
6—7	3.06×10^{-4}	4.45×10^{-2}	2.52×10^{-4}	4.52×10^{-2}	3.13×10^{-4}	4.98×10^{-3}	3.13×10^{-4}	4.98×10^{-3}
7—8	3.24×10^{-4}	3.99×10^{-2}	3.38×10^{-4}	4.01×10^{-2}	3.06×10^{-4}	4.87×10^{-3}	3.06×10^{-4}	4.87×10^{-3}
8—9	3.87×10^{-4}	3.57×10^{-2}	5.27×10^{-4}	3.52×10^{-2}	3.04×10^{-4}	4.84×10^{-3}	3.04×10^{-4}	4.84×10^{-3}
9—10	4.95×10^{-4}	3.17×10^{-2}	8.19×10^{-4}	3.03×10^{-2}	2.94×10^{-4}	4.68×10^{-3}	2.94×10^{-4}	4.68×10^{-3}
10—11	6.11×10^{-4}	2.78×10^{-2}	1.17×10^{-3}	2.59×10^{-2}	2.82×10^{-4}	4.47×10^{-3}	2.82×10^{-4}	4.47×10^{-3}
11—12	8.33×10^{-4}	2.39×10^{-2}	1.57×10^{-3}	2.21×10^{-2}	2.79×10^{-4}	4.44×10^{-3}	2.79×10^{-4}	4.44×10^{-3}
12—13	9.69×10^{-4}	2.05×10^{-2}	1.85×10^{-3}	1.89×10^{-2}	2.75×10^{-4}	4.37×10^{-3}	2.75×10^{-4}	4.37×10^{-3}
13—14	1.12×10^{-3}	1.76×10^{-2}	2.03×10^{-3}	1.62×10^{-2}	2.61×10^{-4}	4.15×10^{-3}	2.61×10^{-4}	4.15×10^{-3}
14—15	1.25×10^{-3}	1.51×10^{-2}	2.22×10^{-3}	1.38×10^{-2}	2.51×10^{-4}	3.99×10^{-3}	2.51×10^{-4}	3.99×10^{-3}
15—16	1.37×10^{-3}	1.20×10^{-2}	2.45×10^{-3}	1.18×10^{-2}	2.37×10^{-4}	3.77×10^{-3}	2.37×10^{-4}	3.77×10^{-3}
16—17	1.51×10^{-3}	1.12×10^{-2}	2.58×10^{-3}	1.01×10^{-2}	2.30×10^{-4}	3.65×10^{-3}	2.30×10^{-4}	3.65×10^{-3}
17—18	1.36×10^{-3}	9.62×10^{-3}	2.60×10^{-3}	8.69×10^{-3}	2.25×10^{-4}	3.57×10^{-3}	2.25×10^{-4}	3.57×10^{-3}
18—19	1.71×10^{-3}	8.27×10^{-3}	2.55×10^{-3}	7.44×10^{-3}	2.03×10^{-4}	3.23×10^{-3}	2.03×10^{-4}	3.23×10^{-3}
19—20	1.66×10^{-3}	7.11×10^{-3}	2.12×10^{-3}	6.37×10^{-3}	1.60×10^{-4}	2.54×10^{-3}	1.60×10^{-4}	2.54×10^{-3}
20—21	1.58×10^{-3}	6.11×10^{-3}	2.27×10^{-3}	5.45×10^{-3}	1.17×10^{-4}	1.86×10^{-3}	1.17×10^{-4}	1.86×10^{-3}
21—22	1.45×10^{-3}	5.26×10^{-3}	2.03×10^{-3}	4.66×10^{-3}	8.62×10^{-5}	1.37×10^{-3}	8.62×10^{-5}	1.37×10^{-3}
22—23	1.34×10^{-3}	4.52×10^{-3}	1.87×10^{-3}	3.98×10^{-3}	6.51×10^{-5}	1.04×10^{-3}	6.54×10^{-5}	1.04×10^{-3}
23—24	1.25×10^{-3}	3.88×10^{-3}	1.66×10^{-3}	3.41×10^{-3}	5.09×10^{-5}	8.09×10^{-4}	5.09×10^{-5}	8.09×10^{-4}
24—25	1.12×10^{-3}	3.32×10^{-3}	1.41×10^{-3}	2.91×10^{-3}	4.15×10^{-5}	6.60×10^{-4}	4.15×10^{-5}	6.60×10^{-4}
25—30	8.74×10^{-4}	2.25×10^{-3}	9.75×10^{-4}	1.93×10^{-3}	2.22×10^{-5}	3.52×10^{-4}	2.22×10^{-5}	3.52×10^{-4}
30—35	4.97×10^{-4}	1.05×10^{-3}	5.09×10^{-4}	8.58×10^{-4}	6.33×10^{-6}	1.01×10^{-4}	6.33×10^{-6}	1.01×10^{-4}
35—40	2.79×10^{-4}	4.49×10^{-4}	2.79×10^{-4}	3.85×10^{-4}	1.67×10^{-6}	2.65×10^{-5}	1.67×10^{-6}	2.65×10^{-5}
40—45	1.13×10^{-4}	2.46×10^{-4}	1.15×10^{-4}	1.76×10^{-4}	4.38×10^{-7}	6.97×10^{-6}	4.38×10^{-7}	2.97×10^{-6}
45—50	3.60×10^{-5}	1.28×10^{-4}	3.60×10^{-5}	3.42×10^{-5}	1.16×10^{-7}	1.84×10^{-6}	1.16×10^{-7}	1.84×10^{-6}
50—70	9.00×10^{-6}	4.88×10^{-5}	9.00×10^{-6}	2.97×10^{-5}	1.04×10^{-8}	1.66×10^{-7}	1.04×10^{-8}	1.66×10^{-7}
70—100	$\sim10^{-5}$	4.12×10^{-6}	1.80×10^{-6}	2.07×10^{-6}	3.58×10^{-11}	5.69×10^{-10}	3.58×10^{-11}	5.69×10^{-10}

高度(公里)	热带		中纬度地区			
			夏季		冬季	
	分子吸收 k_a(公里$^{-1}$)	分子散射 σ_m(公里$^{-1}$)	分子吸收 k_m(公里$^{-1}$)	分子散射 σ_m(公里$^{-1}$)	分子吸收 k_m(公里$^{-1}$)	分子散射 σ_m(公里$^{-1}$)
$\lambda=0.4880$微米						
0	$<10^{-3}$	1.82×10^{-2}	$<10^{-3}$	1.86×10^{-2}	$<10^{-3}$	2.02×10^{-2}
0—1		1.74×10^{-2}		1.77×10^{-2}		1.91×10^{-2}
1—2		1.58×10^{-2}		1.60×10^{-2}		1.70×10^{-2}
2—3		1.43×10^{-2}		1.45×10^{-2}		1.52×10^{-2}
3—4		1.30×10^{-2}		1.31×10^{-2}		1.36×10^{-2}
4—5		1.18×10^{-2}		1.18×10^{-2}		1.22×10^{-2}
5—6		1.06×10^{-2}		1.06×10^{-2}		1.09×10^{-2}
6—7		9.56×10^{-3}		9.54×10^{-3}		9.68×10^{-3}
7—8		8.61×10^{-3}		8.55×10^{-3}		8.60×10^{-3}
8—9		7.72×10^{-3}		7.65×10^{-3}		7.62×10^{-3}
9—10		6.89×10^{-3}		6.83×10^{-3}		6.73×10^{-3}
10—11		6.16×10^{-3}		6.09×10^{-3}		5.86×10^{-3}
11—12		5.46×10^{-3}		5.40×10^{-3}		5.03×10^{-3}
21—13		4.83×10^{-3}		4.77×10^{-3}		4.31×10^{-3}
13—14		4.27×10^{-3}		4.15×10^{-3}		3.70×10^{-3}
14—15		3.75×10^{-3}		3.53×10^{-3}		3.17×10^{-3}
15—16		3.27×10^{-3}		3.01×10^{-3}		2.72×10^{-3}
16—17		2.82×10^{-3}		2.57×10^{-3}		2.33×10^{-3}
17—18		2.37×10^{-3}		2.20×10^{-3}		1.99×10^{-3}
18—19		1.95×10^{-3}		1.88×10^{-3}		1.71×10^{-3}
19—20		1.62×10^{-3}		1.60×10^{-3}		1.46×10^{-3}
20—21		1.35×10^{-3}		1.36×10^{-3}		1.25×10^{-3}
21—22		1.13×10^{-3}		1.16×10^{-3}		1.06×10^{-3}
22—23		9.48×10^{-4}		9.93×10^{-4}		9.09×10^{-4}
23—24		8.04×10^{-4}		8.46×10^{-4}		7.77×10^{-4}
24—25		6.83×10^{-4}		9.23×10^{-4}		6.63×10^{-4}
25—30		4.56×10^{-4}		4.86×10^{-4}		4.42×10^{-4}
30—35		2.08×10^{-4}		2.24×10^{-4}		1.99×10^{-4}
35—40		9.90×10^{-5}		1.07×10^{-4}		8.94×10^{-5}
40—45		4.86×10^{-5}		5.24×10^{-5}		4.15×10^{-5}
45—50		2.47×10^{-5}		2.69×10^{-5}		2.04×10^{-5}
50—70		9.24×10^{-6}		1.01×10^{-5}		7.47×10^{-6}
70—100		$<10^{-6}$		$<10^{-6}$		$<10^{-6}$
$\lambda=0.5145$微米						
0	$<10^{-3}$	1.47×10^{-2}	$<10^{-3}$	1.50×10^{-2}	$<10^{-3}$	1.63×10^{-2}
0—1		1.40×10^{-2}		1.43×10^{-2}		1.54×10^{-2}

续表

高度（公里）	近北极区 夏季 分子吸收 k_m（公里$^{-1}$）	夏季 分子散射 σ_m（公里$^{-1}$）	冬季 分子吸收 k_m（公里$^{-1}$）	冬季 分子散射 σ_m（公里$^{-1}$）	晴 气溶胶吸收 k_a（公里$^{-1}$）	晴 气溶胶散射 σ_a（公里$^{-1}$）	阴 气溶胶吸收 k_a（公里$^{-1}$）	阴 气溶胶散射 σ_a（公里$^{-1}$）
			$\lambda=0.4880$微米					
0	$<10^{-3}$	1.90×10^{-2}	$<10^{-3}$	2.13×10^{-2}	1.05×10^{-2}	1.74×10^{-2}	5.13×10^{-2}	8.48×10^{-1}
0—1		1.80×10^{-2}		1.99×10^{-2}	7.19×10^{-3}	1.19×10^{-2}	3.23×10^{-2}	5.34×10^{-1}
1—2		1.63×10^{-2}		1.74×10^{-2}	3.14×10^{-3}	5.18×10^{-2}	1.18×10^{-2}	1.95×10^{-1}
2—3		1.47×10^{-2}		1.55×10^{-2}	1.34×10^{-3}	2.21×10^{-2}	4.33×10^{-3}	7.15×10^{-2}
3—4		1.32×10^{-2}		1.37×10^{-2}	6.21×10^{-4}	1.03×10^{-2}	1.58×10^{-3}	2.61×10^{-2}
4—5		1.19×10^{-2}		1.22×10^{-2}	3.87×10^{-4}	6.39×10^{-3}	5.77×10^{-4}	9.52×10^{-3}
5—6		1.07×10^{-2}		1.09×10^{-2}	2.83×10^{-4}	4.67×10^{-3}	2.83×10^{-4}	4.67×10^{-3}
6—7		9.57×10^{-3}		9.72×10^{-3}	2.28×10^{-4}	3.76×10^{-3}	2.28×10^{-4}	3.76×10^{-3}
7—8		8.58×10^{-3}		8.62×10^{-3}	2.23×10^{-4}	3.68×10^{-3}	2.23×10^{-4}	9.68×10^{-3}
8—9		7.06×10^{-3}		7.56×10^{-3}	2.21×10^{-4}	3.66×10^{-3}	2.21×10^{-4}	3.66×10^{-3}
9—10		6.82×10^{-3}		6.52×10^{-3}	2.14×10^{-4}	3.54×10^{-3}	2.14×10^{-4}	3.54×10^{-3}
10—11		5.97×10^{-3}		5.57×10^{-3}	2.05×10^{-4}	3.38×10^{-3}	2.05×10^{-4}	3.38×10^{-3}
11—12		5.13×10^{-3}		4.76×10^{-3}	2.03×10^{-4}	3.35×10^{-3}	2.03×10^{-4}	3.35×10^{-3}
12—13		4.41×10^{-3}		4.07×10^{-3}	2.00×10^{-4}	3.30×10^{-3}	2.00×10^{-4}	3.30×10^{-3}
13—14		3.79×10^{-3}		3.48×10^{-3}	1.90×10^{-4}	3.14×10^{-3}	1.90×10^{-4}	3.14×10^{-3}
14—15		3.25×10^{-3}		2.97×10^{-3}	1.82×10^{-4}	3.01×10^{-3}	1.82×10^{-4}	3.01×10^{-3}
15—16		2.79×10^{-3}		2.54×10^{-3}	1.72×10^{-4}	2.85×10^{-3}	1.72×10^{-4}	2.85×10^{-3}
16—17		2.41×10^{-3}		2.18×10^{-3}	1.67×10^{-4}	2.76×10^{-3}	1.67×10^{-4}	2.76×10^{-3}
17—18		2.07×10^{-3}		1.87×10^{-3}	1.63×10^{-4}	2.70×10^{-3}	1.63×10^{-4}	2.70×10^{-3}
18—19		1.78×10^{-3}		1.60×10^{-3}	1.48×10^{-4}	2.44×10^{-3}	1.48×10^{-4}	2.44×10^{-3}
19—20		1.55×10^{-3}		1.37×10^{-3}	1.16×10^{-4}	1.92×10^{-3}	1.16×10^{-4}	1.92×10^{-3}
20—21		1.31×10^{-3}		1.17×10^{-3}	8.49×10^{-5}	1.40×10^{-3}	8.49×10^{-5}	1.40×10^{-3}
21—22		1.13×10^{-3}		1.06×10^{-3}	6.27×10^{-5}	1.04×10^{-3}	6.27×10^{-5}	1.04×10^{-3}
22—23		9.72×10^{-4}		8.57×10^{-4}	4.75×10^{-5}	7.85×10^{-4}	2.75×10^{-5}	7.83×10^{-4}
23—24		8.35×10^{-4}		7.32×10^{-4}	3.70×10^{-5}	6.11×10^{-4}	3.70×10^{-5}	6.11×10^{-4}
24—25		7.14×10^{-4}		6.26×10^{-4}	3.02×10^{-5}	4.99×10^{-4}	3.02×10^{-5}	4.99×10^{-4}
25—30		4.83×10^{-4}		4.16×10^{-4}	1.61×10^{-5}	2.66×10^{-4}	1.61×10^{-5}	2.66×10^{-4}
30—35		2.26×10^{-4}		1.84×10^{-4}	4.60×10^{-6}	7.60×10^{-5}	4.60×10^{-6}	7.60×10^{-5}
35—40		1.07×10^{-4}		8.28×10^{-5}	1.21×10^{-6}	2.00×10^{-5}	1.21×10^{-6}	2.00×10^{-5}
40—45		5.28×10^{-5}		3.70×10^{-5}	3.19×10^{-7}	5.27×10^{-6}	3.19×10^{-7}	5.27×10^{-6}
45—50		2.74×10^{-5}		1.81×10^{-5}	8.40×10^{-8}	1.39×10^{-6}	8.40×10^{-8}	1.39×10^{-6}
50—70		1.05×10^{-5}		6.39×10^{-6}	7.58×10^{-9}	1.25×10^{-7}	7.58×10^{-9}	1.25×10^{-7}
70—100		$<10^{-6}$		$<10^{-6}$	2.60×10^{-11}	4.30×10^{-10}	2.60×10^{-11}	4.30×10^{-10}
			$\lambda=0.5145$微米					
0	$<10^{-3}$	1.53×10^{-2}	$<10^{-3}$	1.71×10^{-2}	1.00×10^{-2}	1.66×10^{-1}	4.89×10^{-2}	8.10×10^{-1}
0—1		1.46×10^{-2}		1.60×10^{-2}	6.84×10^{-3}	1.13×10^{-1}	3.08×10^{-2}	5.11×10^{-1}

高度(公里)	热带		中纬度地区			
			夏季		冬季	
	分子吸收 k_m(公里$^{-1}$)	分子散射 σ_m(公里$^{-1}$)	分子吸收 k_m(公里$^{-1}$)	分子散射 σ_m(公里$^{-1}$)	分子吸收 k_m(公里$^{-1}$)	分子散射 σ_m(公里$^{-1}$)
1—2		1.28×10^{-2}		1.29×10^{-2}		1.37×10^{-2}
2—3		1.15×10^{-2}		1.16×10^{-2}		1.22×10^{-2}
3—4		1.04×10^{-2}		1.05×10^{-2}		1.09×10^{-2}
4—5		9.46×10^{-3}		9.51×10^{-2}		9.79×10^{-3}
5—6		8.55×10^{-3}		8.56×10^{-2}		8.75×10^{-3}
6—7		7.70×10^{-3}		7.68×10^{-2}		7.80×10^{-3}
7—8		6.94×10^{-3}		6.89×10^{-2}		6.93×10^{-3}
8—9		6.22×10^{-3}		6.16×10^{-3}		6.14×10^{-3}
9—10		5.55×10^{-3}		5.50×10^{-3}		5.42×10^{-3}
10—11		4.96×10^{-3}		4.90×10^{-3}		4.79×10^{-3}
11—12		4.40×10^{-3}		4.35×10^{-3}		4.05×10^{-3}
12—13		3.89×10^{-3}		3.85×10^{-3}		3.47×10^{-3}
13—14		3.44×10^{-3}		3.34×10^{-3}		2.98×10^{-3}
14—15		3.02×10^{-3}		2.65×10^{-3}		2.55×10^{-3}
15—16		2.63×10^{-3}		2.42×10^{-3}		2.19×10^{-3}
16—17		2.27×10^{-3}		2.07×10^{-3}		1.88×10^{-3}
17—18		1.91×10^{-3}		1.77×10^{-3}		1.61×10^{-3}
18—19		1.57×10^{-3}		1.51×10^{-3}		1.38×10^{-3}
19—20		1.31×10^{-3}		1.29×10^{-3}		1.18×10^{-3}
20—21		1.09×10^{-3}		1.10×10^{-3}		1.01×10^{-3}
21—22		9.08×10^{-4}		9.38×10^{-4}		8.57×10^{-4}
22—23		7.64×10^{-4}		8.00×10^{-4}		7.32×10^{-4}
23—24		6.18×10^{-4}		6.82×10^{-4}		6.26×10^{-4}
24—25		5.50×10^{-4}		5.83×10^{-4}		5.34×10^{-4}
25—30		3.67×10^{-4}		3.91×10^{-4}		3.56×10^{-4}
30—35		1.68×10^{-4}		1.80×10^{-4}		1.60×10^{-4}
35—40		7.97×10^{-5}		8.59×10^{-5}		7.20×10^{-5}
40—45		3.91×10^{-5}		4.22×10^{-5}		3.35×10^{-5}
45—50		1.99×10^{-5}		2.17×10^{-5}		1.64×10^{-5}
50—70		7.45×10^{-6}		8.16×10^{-6}		6.01×10^{-6}
70—100		$<10^{-6}$		$<10^{-6}$		$<10^{-6}$
$\lambda=0.6328$微米						
0	$<10^{-3}$	6.31×10^{-3}	$<10^{-3}$	6.14×10^{-3}	$<10^{-3}$	6.79×10^{-3}
0—1		6.03×10^{-3}		6.13×10^{-3}		6.62×10^{-3}
1—2		5.49×10^{-3}		5.54×10^{-3}		5.91×10^{-3}
2—3		4.97×10^{-3}		5.01×10^{-3}		5.26×10^{-3}

续表

高度（公里）	近北极区 夏季 分子吸收 k_m（公里$^{-1}$）	近北极区 夏季 分子散射 σ_m（公里$^{-1}$）	近北极区 冬季 分子吸收 k_m（公里$^{-1}$）	近北极区 冬季 分子散射 σ_m（公里$^{-1}$）	晴 气溶胶吸收 k_a（公里$^{-1}$）	晴 气溶胶散射 σ_a（公里$^{-1}$）	阴 气溶胶吸收 k_a（公里$^{-1}$）	阴 气溶胶散射 σ_a（公里$^{-1}$）
1—2		1.32×10^{-2}		1.41×10^{-2}	2.99×10^{-3}	4.95×10^{-2}	1.13×10^{-2}	1.87×10^{-1}
2—3		1.19×10^{-2}		1.25×10^{-2}	1.27×10^{-3}	2.11×10^{-2}	4.12×10^{-3}	6.83×10^{-2}
3—4		1.06×10^{-2}		1.10×10^{-2}	5.92×10^{-4}	9.81×10^{-3}	1.50×10^{-3}	2.49×10^{-2}
4—5		9.55×10^{-3}		9.86×10^{-3}	3.68×10^{-4}	6.11×10^{-3}	5.49×10^{-4}	9.10×10^{-3}
5—6		8.58×10^{-3}		8.80×10^{-3}	2.69×10^{-4}	4.46×10^{-3}	2.69×10^{-4}	4.46×10^{-3}
6—7		7.71×10^{-3}		7.83×10^{-3}	2.17×10^{-4}	3.59×10^{-3}	2.17×10^{-4}	3.59×10^{-3}
6—8		6.91×10^{-3}		6.94×10^{-3}	2.12×10^{-4}	3.52×10^{-3}	2.12×10^{-4}	3.52×10^{-3}
8—9		6.17×10^{-3}		6.09×10^{-3}	2.11×10^{-4}	3.49×10^{-3}	2.11×10^{-4}	3.49×10^{-3}
9—10		5.50×10^{-3}		5.25×10^{-3}	2.04×10^{-4}	3.38×10^{-3}	2.04×10^{-4}	3.38×10^{-3}
10—11		4.81×10^{-3}		4.49×10^{-3}	1.95×10^{-4}	3.23×10^{-3}	1.95×10^{-4}	3.23×10^{-3}
11—12		4.13×10^{-3}		3.84×10^{-3}	1.93×10^{-4}	3.21×10^{-3}	1.93×10^{-4}	3.21×10^{-3}
12—13		3.55×10^{-3}		3.28×10^{-3}	1.91×10^{-4}	3.16×10^{-3}	1.91×10^{-4}	3.16×10^{-3}
13—14		3.05×10^{-3}		2.80×10^{-3}	1.81×10^{-4}	3.00×10^{-3}	1.81×10^{-4}	3.00×10^{-3}
14—15		2.62×10^{-3}		2.40×10^{-3}	1.74×10^{-4}	2.88×10^{-3}	1.74×10^{-4}	2.88×10^{-3}
15—16		2.25×10^{-3}		2.05×10^{-3}	1.64×10^{-4}	2.72×10^{-3}	1.64×10^{-4}	2.72×10^{-3}
16—17		1.94×10^{-3}		1.76×10^{-3}	1.59×10^{-4}	2.64×10^{-3}	1.59×10^{-4}	2.64×10^{-3}
17—18		1.67×10^{-3}		1.51×10^{-3}	1.56×10^{-4}	2.58×10^{-3}	1.56×10^{-4}	2.58×10^{-3}
18—19		1.43×10^{-3}		1.29×10^{-3}	1.41×10^{-4}	2.33×10^{-3}	1.41×10^{-4}	2.33×10^{-3}
19—20		1.23×10^{-3}		1.10×10^{-3}	1.11×10^{-4}	1.84×10^{-3}	1.11×10^{-4}	1.84×10^{-3}
20—21		1.06×10^{-3}		9.44×10^{-4}	8.09×10^{-5}	1.34×10^{-3}	8.09×10^{-5}	1.34×10^{-3}
21—22		9.11×10^{-4}		8.07×10^{-4}	5.97×10^{-5}	9.89×10^{-4}	5.97×10^{-5}	9.89×10^{-4}
22—23		7.83×10^{-4}		6.90×10^{-4}	4.53×10^{-5}	7.50×10^{-4}	4.53×10^{-5}	7.50×10^{-4}
23—24		6.72×10^{-4}		5.90×10^{-4}	3.52×10^{-5}	5.84×10^{-4}	3.52×10^{-5}	5.84×10^{-4}
24—25		5.75×10^{-4}		5.04×10^{-4}	2.88×10^{-2}	4.77×10^{-4}	2.88×10^{-5}	4.77×10^{-4}
25—30		3.89×10^{-4}		3.35×10^{-4}	1.53×10^{-5}	2.54×10^{-4}	1.53×10^{-5}	2.54×10^{-4}
30—35		1.82×10^{-4}		1.49×10^{-4}	4.38×10^{-6}	7.26×10^{-5}	4.38×10^{-6}	7.26×10^{-5}
35—40		8.64×10^{-5}		6.67×10^{-5}	1.15×10^{-6}	1.91×10^{-5}	1.13×10^{-6}	1.91×10^{-5}
40—45		4.26×10^{-5}		3.06×10^{-5}	3.04×10^{-7}	5.03×10^{-6}	3.04×10^{-7}	5.03×10^{-6}
45—50		2.21×10^{-5}		1.46×10^{-5}	8.00×10^{-8}	1.33×10^{-6}	8.00×10^{-8}	1.33×10^{-6}
50—70		8.45×10^{-6}		5.15×10^{-6}	7.22×10^{-10}	1.20×10^{-7}	7.22×10^{-9}	1.20×10^{-7}
70—100		$<10^{-6}$		$<10^{-6}$	2.48×10^{-11}	4.11×10^{-10}	2.48×10^{-11}	4.11×10^{-10}
				$\lambda=0.6328$ 微米				
0	$<10^{-3}$	6.58×10^{-3}	$<10^{-3}$	7.37×10^{-3}	9.14×10^{-3}	1.37×10^{-1}	4.45×10^{-2}	6.69×10^{-1}
0—1		6.26×10^{-3}		6.88×10^{-3}	6.23×10^{-3}	9.36×10^{-2}	2.81×10^{-2}	4.21×10^{-1}
1—2		5.66×10^{-3}		6.04×10^{-3}	2.72×10^{-3}	4.08×10^{-2}	1.03×10^{-2}	1.54×10^{-1}
2—3		5.10×10^{-3}		5.36×10^{-3}	1.16×10^{-3}	1.74×10^{-2}	3.76×10^{-3}	5.64×10^{-2}

高度(公里)	热带		中纬度地区			
			夏季		冬季	
	分子吸收 k_m(公里$^{-1}$)	分子散射 σ_m(公里$^{-1}$)	分子吸收 k_m(公里$^{-1}$)	分子散射 σ_m(公里$^{-1}$)	分子吸收 k_m(公里$^{-1}$)	分子散射 σ_m(公里$^{-1}$)
3—4		4.49×10^{-3}		4.53×10^{-3}		4.70×10^{-3}
4—5		4.07×10^{-3}		4.09×10^{-3}		4.21×10^{-3}
5—6		3.68×10^{-3}		3.68×10^{-3}		3.76×10^{-3}
6—7		3.31×10^{-3}		3.31×10^{-3}		3.35×10^{-3}
7—8		2.99×10^{-3}		2.96×10^{-3}		2.98×10^{-3}
8—9		2.67×10^{-3}		2.66×10^{-3}		2.64×10^{-3}
9—10		2.39×10^{-3}		2.37×10^{-3}		2.33×10^{-3}
10—11		2.13×10^{-3}		2.11×10^{-3}		2.03×10^{-3}
11—12		1.89×10^{-3}		1.87×10^{-3}		1.74×10^{-3}
12—13		1.67×10^{-3}		1.66×10^{-3}		1.49×10^{-3}
13—14		1.48×10^{-3}		1.44×10^{-3}		1.28×10^{-3}
14—15		1.30×10^{-3}		1.23×10^{-3}		1.10×10^{-3}
15—16		1.13×10^{-3}		1.04×10^{-3}		9.41×10^{-4}
16—17		9.76×10^{-4}		8.92×10^{-4}		8.07×10^{-4}
17—18		8.20×10^{-4}		7.63×10^{-4}		6.91×10^{-4}
18—19		6.77×10^{-4}		6.51×10^{-4}		5.91×10^{-4}
19—20		5.62×10^{-4}		5.55×10^{-4}		5.06×10^{-4}
20—21		4.68×10^{-4}		4.73×10^{-4}		4.32×10^{-4}
21—22		3.91×10^{-4}		4.03×10^{-4}		3.69×10^{-4}
22—23		3.29×10^{-4}		3.44×10^{-4}		3.15×10^{-4}
23—24		2.79×10^{-4}		2.93×10^{-4}		2.69×10^{-4}
24—25		2.37×10^{-4}		2.51×10^{-4}		2.30×10^{-4}
25—30		1.58×10^{-4}		1.68×10^{-4}		1.53×10^{-4}
30—35		7.22×10^{-5}		7.76×10^{-5}		6.90×10^{-5}
35—40		3.43×10^{-5}		3.69×10^{-5}		3.10×10^{-5}
40—45		1.68×10^{-5}		1.82×10^{-5}		1.44×10^{-5}
45—50		3.57×10^{-6}		9.31×10^{-6}		7.06×10^{-6}
50—70		3.20×10^{-6}		3.51×10^{-6}		2.59×10^{-6}
70—100		$<10^{-6}$		$<10^{-6}$		$<10^{-6}$
$\lambda=0.6943$微米						
0	8.62×10^{-2}	4.29×10^{-3}	6.44×10^{-2}	4.37×10^{-3}	1.55×10^{-2}	4.75×10^{-3}
0—1	6.84×10^{-2}	4.10×10^{-3}	5.07×10^{-2}	4.16×10^{-3}	1.25×10^{-2}	4.50×10^{-3}
1—2	4.22×10^{-2}	3.73×10^{-3}	3.03×10^{-2}	3.76×10^{-3}	8.13×10^{-3}	4.01×10^{-3}
2—3	2.73×10^{-2}	3.38×10^{-3}	1.72×10^{-2}	3.40×10^{-3}	5.15×10^{-3}	3.57×10^{-3}
3—4	1.23×10^{-2}	3.05×10^{-3}	8.67×10^{-3}	3.08×10^{-3}	3.06×10^{-3}	3.19×10^{-3}
4—5	5.24×10^{-3}	2.77×10^{-3}	4.43×10^{-3}	2.78×10^{-3}	1.48×10^{-3}	2.86×10^{-3}
5—6	3.09×10^{-3}	2.50×10^{-3}	2.06×10^{-3}	2.50×10^{-3}	7.41×10^{-3}	2.56×10^{-3}

续表

高度（公里）	近北极区 夏季 分子吸收 k_m（公里$^{-1}$）	分子散射 σ_m（公里$^{-1}$）	冬季 分子吸收 k_m（公里$^{-1}$）	分子散射 σ_m（公里$^{-1}$）	晴 气溶胶吸收 k_a（公里$^{-1}$）	气溶胶散射 σ_a（公里$^{-1}$）	阴 气溶胶吸收 k_a（公里$^{-1}$）	气溶胶散射 σ_a（公里$^{-1}$）
3—4		4.58×10^{-3}		4.75×10^{-3}	5.39×10^{-4}	8.09×10^{-3}	1.37×10^{-3}	2.06×10^{-2}
4—5		4.11×10^{-3}		4.24×10^{-3}	3.36×10^{-4}	5.04×10^{-3}	5.00×10^{-4}	7.51×10^{-3}
5—6		3.69×10^{-3}		3.79×10^{-3}	2.45×10^{-4}	3.68×10^{-3}	2.45×10^{-4}	3.68×10^{-3}
6—7		3.32×10^{-3}		3.37×10^{-3}	1.98×10^{-4}	2.97×10^{-3}	1.08×10^{-4}	2.97×10^{-3}
7—8		2.97×10^{-3}		2.99×10^{-3}	1.93×10^{-4}	2.90×10^{-3}	1.93×10^{-4}	2.90×10^{-3}
8—9		2.66×10^{-3}		2.62×10^{-3}	1.92×10^{-4}	2.88×10^{-3}	1.92×10^{-4}	2.88×10^{-3}
9—10		2.36×10^{-3}		2.26×10^{-3}	1.86×10^{-4}	2.79×10^{-3}	1.86×10^{-4}	2.79×10^{-3}
10—11		2.07×10^{-3}		1.93×10^{-3}	1.78×10^{-4}	2.67×10^{-3}	1.78×10^{-4}	2.67×10^{-3}
11—12		1.78×10^{-3}		1.65×10^{-3}	1.76×10^{-4}	2.65×10^{-3}	1.76×10^{-4}	2.65×10^{-3}
12—13		1.53×10^{-3}		1.41×10^{-3}	1.74×10^{-4}	2.61×10^{-3}	1.74×10^{-4}	2.61×10^{-3}
13—14		1.31×10^{-3}		1.21×10^{-3}	1.65×10^{-4}	2.48×10^{-3}	1.65×10^{-4}	2.48×10^{-3}
14—15		1.13×10^{-3}		1.03×10^{-3}	1.58×10^{-4}	2.38×10^{-3}	1.58×10^{-4}	2.38×10^{-3}
15—16		9.68×10^{-4}		8.82×10^{-4}	1.50×10^{-4}	2.25×10^{-3}	1.50×10^{-4}	2.25×10^{-3}
16—17		8.34×10^{-4}		7.56×10^{-4}	1.45×10^{-4}	2.18×10^{-3}	1.45×10^{-4}	2.18×10^{-3}
17—18		7.17×10^{-4}		6.47×10^{-4}	1.42×10^{-4}	2.13×10^{-3}	1.42×10^{-4}	2.13×10^{-3}
18—19		6.17×10^{-4}		5.54×10^{-4}	1.28×10^{-4}	1.92×10^{-3}	1.28×10^{-4}	1.92×10^{-3}
19—20		5.30×10^{-4}		4.75×10^{-4}	1.01×10^{-4}	1.52×10^{-3}	1.01×10^{-4}	1.52×10^{-3}
20—21		4.55×10^{-4}		4.00×10^{-4}	7.37×10^{-5}	1.11×10^{-3}	7.37×10^{-5}	1.11×10^{-3}
21—22		3.92×10^{-4}		3.47×10^{-4}	5.44×10^{-5}	8.17×10^{-4}	5.44×10^{-5}	8.17×10^{-4}
22—23		3.37×10^{-4}		2.97×10^{-4}	4.13×10^{-5}	6.19×10^{-4}	4.13×10^{-5}	6.19×10^{-4}
23—24		2.89×10^{-4}		2.54×10^{-4}	3.21×10^{-5}	4.82×10^{-4}	3.21×10^{-5}	4.82×10^{-4}
24—25		2.48×10^{-4}		$2.\ 7\times10^{-4}$	2.62×10^{-5}	3.93×10^{-4}	2.62×10^{-5}	3.93×10^{-4}
25—30		1.67×10^{-4}		1.44×10^{-4}	1.40×10^{-5}	2.10×10^{-4}	1.40×10^{-5}	2.10×10^{-4}
30—35		7.83×10^{-5}		6.39×10^{-5}	3.99×10^{-6}	5.99×10^{-5}	3.99×10^{-6}	5.99×10^{-5}
35—40		3.72×10^{-5}		2.87×10^{-5}	1.05×10^{-6}	1.58×10^{-5}	1.05×10^{-6}	1.58×10^{-5}
40—45		1.83×10^{-5}		1.32×10^{-5}	2.77×10^{-7}	4.15×10^{-6}	2.77×10^{-7}	4.15×10^{-6}
45—50		9.51×10^{-6}		6.27×10^{-6}	7.29×10^{-8}	1.09×10^{-6}	7.29×10^{-8}	1.09×10^{-6}
50—70		3.64×10^{-6}		2.22×10^{-6}	6.58×10^{-9}	9.88×10^{-8}	6.58×10^{-9}	9.88×10^{-8}
70—100		$<10^{-6}$		$<10^{-6}$	2.26×10^{-11}	3.39×10^{-10}	2.26×10^{-11}	3.39×10^{-10}
$\lambda=0.6943$ 微米								
0	4.07×10^{-2}	4.47×10^{-3}	4.48×10^{-3}	5.00×10^{-3}	9.14×10^{-3}	1.25×10^{-1}	4.45×10^{-2}	6.10×10^{-1}
0—1	3.18×10^{-2}	4.25×10^{-3}	4.19×10^{-3}	4.68×10^{-3}	6.23×10^{-3}	8.53×10^{-2}	2.81×10^{-2}	$3.8[illegible]\times10^{-1}$
1—2	1.88×10^{-2}	3.84×10^{-3}	3.60×10^{-3}	4.11×10^{-3}	2.72×10^{-3}	3.72×10^{-2}	1.03×10^{-2}	1.40×10^{-1}
2—3	1.18×10^{-2}	3.47×10^{-3}	2.56×10^{-3}	3.64×10^{-3}	1.16×10^{-3}	1.59×10^{-2}	3.75×10^{-3}	5.14×10^{-2}
3—4	6.78×10^{-3}	3.11×10^{-3}	1.65×10^{-3}	3.23×10^{-3}	5.39×10^{-4}	7.38×10^{-3}	1.37×10^{-3}	1.87×10^{-2}
4—5	3.76×10^{-3}	2.79×10^{-3}	8.60×10^{-4}	2.88×10^{-3}	3.36×10^{-4}	4.59×10^{-3}	5.00×10^{-4}	6.85×10^{-3}
5—6	1.95×10^{-3}	2.51×10^{-3}	3.66×10^{-4}	2.57×10^{-3}	2.45×10^{-4}	3.36×10^{-3}	2.45×10^{-4}	3.35×10^{-3}

高度(公里)	热带		中纬度地区			
			夏季		冬季	
	分子吸收 k_m(公里$^{-1}$)	分子散射 σ_m(公里$^{-1}$)	分子吸收 k_m(公里$^{-1}$)	分子散射 σ_m(公里$^{-1}$)	分子吸收 k_m(公里$^{-1}$)	分子散射 σ_m(公里$^{-1}$)
6—7	1.56×10^{-3}	2.25×10^{-3}	1.11×10^{-3}	2.25×10^{-3}	3.60×10^{-4}	2.28×10^{-3}
7—8	7.61×10^{-4}	2.03×10^{-3}	5.87×10^{-4}	2.01×10^{-3}	1.26×10^{-4}	2.02×10^{-3}
8—9	3.54×10^{-4}	1.82×10^{-3}	2.92×10^{-4}	1.80×10^{-3}	4.42×10^{-5}	1.79×10^{-3}
9—10	1.47×10^{-4}	1.62×10^{-3}	1.44×10^{-4}	1.61×10^{-3}	1.75×10^{-5}	1.58×10^{-3}
10—11	5.28×10^{-5}	1.45×10^{-3}	6.66×10^{-5}	1.44×10^{-3}	6.87×10^{-6}	1.38×10^{-3}
11—12	1.55×10^{-5}	1.29×10^{-3}	1.95×10^{-5}	1.27×10^{-3}	5.51×10^{-6}	1.18×10^{-3}
12—13	4.63×10^{-6}	1.14×10^{-3}	4.54×10^{-6}	1.12×10^{-3}	4.07×10^{-6}	1.01×10^{-3}
13—14	1.19×10^{-6}	1.00×10^{-3}	1.18×10^{-6}	9.75×10^{-4}	1.06×10^{-6}	8.70×10^{-4}
14—15	$<10^{-8}$	8.82×10^{-4}	$<10^{-8}$	8.32×10^{-4}	$<10^{-8}$	7.4[illegible]$\times10^{-4}$
15—16		7.68×10^{-4}		7.05×10^{-4}		6.39×10^{-4}
16—17		6.63×10^{-4}		6.02×10^{-4}		5.48×10^{-4}
17—18		5.57×10^{-4}		5.18×10^{-4}		4.69×10^{-4}
18—19		4.60×10^{-4}		4.42×10^{-4}		4.01×10^{-4}
19—20		3.81×10^{-4}		3.76×10^{-4}		3.44×10^{-4}
20—21		3.18×10^{-4}		3.21×10^{-4}		2.[illegible]1$\times10^{-4}$
21—22		2.65×10^{-4}		2.74×10^{-4}		2.51×10^{-4}
22—23		2.23×10^{-4}		2.34×10^{-4}		2.14×10^{-4}
23—24		1.90×10^{-4}		1.99×10^{-4}		1.83×10^{-4}
24—25		1.61×10^{-4}		1.70×10^{-4}		1.56×10^{-4}
25—30		1.07×10^{-4}		1.14×10^{-4}		1.04×10^{-4}
30—35		4.90×10^{-5}		5.27×10^{-5}		4.69×10^{-5}
35—40		2.33×10^{-5}		2.51×10^{-5}		2.11×10^{-5}
40—45		1.14×10^{-5}		1.23×10^{-5}		9.77×10^{-6}
45—50		5.81×10^{-6}		6.32×10^{-6}		4.80×10^{-6}
50—70		2.17×10^{-6}		2.36×10^{-6}		1.76×10^{-6}
70—100		$<10^{-6}$		$<10^{-6}$		$<10^{-6}$
			$\lambda=0.86$ 微米			
0	$<10^{-6}$	1.89×10^{-3}	$<10^{-6}$	1.93×10^{-3}	$<10^{-6}$	2.09×10^{-3}
0—1		1.81×10^{-3}		1.84×10^{-3}		1.98×10^{-3}
1—2		1.64×10^{-3}		1.66×10^{-3}		1.77×10^{-3}
2—3		1.49×10^{-3}		1.50×10^{-3}		1.58×10^{-3}
3—4		1.34×10^{-3}		1.36×10^{-3}		1.41×10^{-3}
4—5		1.22×10^{-3}		1.22×10^{-3}		1.26×10^{-3}
5—6		1.10×10^{-3}		1.10×10^{-3}		1.13×10^{-3}
6—7		9.92×10^{-4}		9.90×10^{-4}		1.00×10^{-3}
7—8		8.94×10^{-4}		8.87×10^{-4}		8.92×10^{-4}
8—9		8.00×10^{-4}		7.96×10^{-4}		7.90×10^{-4}

续表

高度(公里)	中纬度地区 夏季 分子吸收 k_m (公里$^{-1}$)	夏季 分子散射 σ_m (公里$^{-1}$)	冬季 分子吸收 k_m (公里$^{-1}$)	冬季 分子散射 σ_m (公里$^{-1}$)	晴 气溶胶吸收 k_a (公里$^{-1}$)	晴 气溶胶散射 σ_a (公里$^{-1}$)	阴 气溶胶吸收 k_a (公里$^{-1}$)	阴 气溶胶散射 σ_a (公里$^{-1}$)
6—7	9.26×10^{-4}	2.25×10^{-3}	1.54×10^{-4}	2.29×10^{-3}	1.98×10^{-4}	2.70×10^{-3}	1.98×10^{-4}	2.70×10^{-3}
7—8	4.32×10^{-4}	2.05×10^{-3}	7.26×10^{-5}	2.03×10^{-3}	1.93×10^{-4}	2.65×10^{-3}	1.93×10^{-4}	2.65×10^{-3}
8—9	1.68×10^{-4}	1.83×10^{-3}	1.27×10^{-5}	1.78×10^{-3}	1.92×10^{-4}	2.63×10^{-3}	1.92×10^{-4}	2.63×10^{-3}
9—10	4.64×10^{-5}	1.61×10^{-3}	8.23×10^{-6}	1.53×10^{-3}	1.86×10^{-4}	2.54×10^{-3}	1.86×10^{-4}	2.54×10^{-3}
10—11	1.43×10^{-5}	1.11×10^{-3}	4.63×10^{-6}	1.31×10^{-3}	1.78×10^{-4}	2.43×10^{-3}	1.78×10^{-4}	2.43×10^{-3}
11—12	7.70×10^{-6}	1.21×10^{-3}	2.76×10^{-6}	1.12×10^{-3}	1.76×10^{-4}	2.41×10^{-3}	1.76×10^{-4}	2.41×10^{-3}
12—13	4.23×10^{-6}	1.04×10^{-3}	1.59×10^{-6}	9.56×10^{-4}	1.74×10^{-4}	2.38×10^{-3}	1.74×10^{-4}	2.38×10^{-3}
13—14	1.10×10^{-6}	8.92×10^{-4}	$<10^{-8}$	8.18×10^{-4}	1.65×10^{-4}	2.26×10^{-3}	1.65×10^{-4}	2.26×10^{-3}
14—15	$<10^{-6}$	7.65×10^{-4}		7.00×10^{-4}	1.58×10^{-4}	2.17×10^{-3}	1.58×10^{-4}	2.17×10^{-3}
15—16		6.57×10^{-4}		6.00×10^{-4}	1.50×10^{-4}	2.05×10^{-3}	1.50×10^{-4}	2.05×10^{-3}
16—17		5.66×10^{-4}		5.13×10^{-4}	1.45×10^{-4}	1.98×10^{-3}	1.45×10^{-4}	1.98×10^{-3}
17—18		4.87×10^{-4}		4.39×10^{-4}	1.42×10^{-4}	1.94×10^{-3}	1.42×10^{-4}	1.94×10^{-3}
18—19		4.19×10^{-4}		3.76×10^{-4}	1.28×10^{-4}	1.75×10^{-3}	1.28×10^{-4}	1.75×10^{-3}
19—20		3.60×10^{-4}		3.22×10^{-4}	1.01×10^{-4}	1.38×10^{-3}	1.01×10^{-4}	1.38×10^{-3}
20—21		3.09×10^{-4}		2.76×10^{-4}	7.37×10^{-5}	1.01×10^{-3}	7.37×10^{-5}	1.01×10^{-3}
21—22		2.66×10^{-4}		2.36×10^{-4}	5.44×10^{-5}	7.44×10^{-4}	5.44×10^{-5}	7.14×10^{-4}
22—23		2.29×10^{-4}		2.02×10^{-4}	4.12×10^{-5}	5.65×10^{-4}	4.12×10^{-5}	5.65×10^{-4}
23—24		1.97×10^{-4}		1.73×10^{-4}	3.21×10^{-5}	4.39×10^{-4}	3.21×10^{-5}	4.39×10^{-4}
24—25		1.68×10^{-4}		1.48×10^{-4}	2.62×10^{-5}	3.59×10^{-4}	2.62×10^{-5}	3.59×10^{-4}
25—30		1.14×10^{-4}		9.80×10^{-5}	1.40×10^{-5}	1.91×10^{-4}	1.40×10^{-5}	1.91×10^{-4}
30—35		5.32×10^{-5}		4.34×10^{-5}	3.99×10^{-6}	5.47×10^{-5}	3.99×10^{-6}	5.47×10^{-5}
35—40		2.53×10^{-5}		1.95×10^{-5}	1.05×10^{-6}	1.44×10^{-5}	1.05×10^{-6}	1.44×10^{-5}
35—45		1.21×10^{-5}		8.91×10^{-6}	2.77×10^{-7}	3.79×10^{-6}	2.77×10^{-7}	3.79×10^{-6}
45—50		6.45×10^{-6}		4.26×10^{-6}	7.29×10^{-8}	9.98×10^{-7}	7.29×10^{-8}	9.98×10^{-7}
50—70		2.47×10^{-6}		1.50×10^{-6}	6.58×10^{-9}	9.00×10^{-8}	6.58×10^{-8}	9.00×10^{-8}
70—100		$<10^{-6}$		$<10^{-6}$	2.26×10^{-11}	3.09×10^{-10}	2.26×10^{-11}	3.09×10^{-10}
$\lambda=0.86$ 微米								
0	$<10^{-6}$	1.97×10^{-3}	$<10^{-6}$	2.21×10^{-3}	1.02×10^{-2}	9.77×10^{-2}	4.98×10^{-2}	4.76×10^{-1}
0—1		1.87×10^{-3}		2.06×10^{-3}	6.98×10^{-3}	6.66×10^{-2}	3.14×10^{-2}	3.00×10^{-1}
1—2		1.69×10^{-3}		1.81×10^{-4}	3.04×10^{-3}	2.91×10^{-2}	1.15×10^{-2}	1.10×10^{-1}
2—3		1.53×10^{-3}		1.60×10^{-4}	1.30×10^{-3}	1.24×10^{-2}	4.20×10^{-3}	4.01×10^{-2}
3—4		1.37×10^{-3}		1.42×10^{-4}	6.03×10^{-4}	5.76×10^{-3}	1.53×10^{-3}	1.46×10^{-2}
4—5		1.23×10^{-3}		1.27×10^{-4}	3.76×10^{-4}	3.59×10^{-3}	5.60×10^{-4}	5.35×10^{-3}
5—6		1.11×10^{-3}		1.13×10^{-4}	2.74×10^{-4}	2.62×10^{-3}	2.74×10^{-4}	2.62×10^{-3}
6—7		9.93×10^{-4}		1.01×10^{-4}	2.21×10^{-4}	2.11×10^{-3}	2.21×10^{-4}	2.11×10^{-3}
7—8		8.90×10^{-4}		8.94×10^{-4}	2.16×10^{-4}	2.07×10^{-3}	2.16×10^{-4}	2.07×10^{-3}
8—9		7.95×10^{-4}		7.84×10^{-4}	2.15×10^{-4}	2.05×10^{-3}	2.15×10^{-4}	2.05×10^{-3}

高度(公里)	热带		中纬度地区			
			夏季		冬季	
	分子吸收 k_m(公里$^{-1}$)	分子散射 σ_m(公里$^{-1}$)	分子吸收 k_m(公里$^{-1}$)	分子散射 σ_m(公里$^{-1}$)	分子吸收 k_m(公里$^{-1}$)	分子散射 σ_m(公里$^{-1}$)
9—10		7.15×10^{-4}		7.11×10^{-4}		6.98×10^{-4}
10—11		6.38×10^{-4}		6.32×10^{-4}		6.08×10^{-4}
11—12		5.67×10^{-4}		5.60×10^{-4}		5.22×10^{-4}
12—13		5.01×10^{-4}		4.95×10^{-4}		4.47×10^{-4}
13—14		4.43×10^{-4}		4.30×10^{-4}		3.81×10^{-4}
14—15		3.89×10^{-4}		3.67×10^{-4}		3.29×10^{-4}
15—16		3.39×10^{-4}		3.12×10^{-4}		2.82×10^{-4}
16—17		2.92×10^{-4}		2.67×10^{-4}		2.42×10^{-4}
17—18		2.45×10^{-4}		2.28×10^{-4}		2.07×10^{-4}
18—19		2.03×10^{-4}		1.95×10^{-4}		1.77×10^{-4}
19—20		1.68×10^{-4}		1.66×10^{-4}		1.52×10^{-4}
20—21		1.40×10^{-4}		1.42×10^{-4}		1.29×10^{-4}
21—22		1.17×10^{-4}		1.21×10^{-4}		1.10×10^{-4}
22—23		9.84×10^{-5}		1.03×10^{-4}		9.43×10^{-5}
23—24		8.35×10^{-5}		8.78×10^{-5}		8.06×10^{-5}
24—25		7.09×10^{-5}		7.50×10^{-5}		6.88×10^{-5}
25—30		4.73×10^{-5}		5.64×10^{-5}		4.59×10^{-5}
30—35		2.16×10^{-5}		2.32×10^{-5}		2.07×10^{-5}
35—40		1.03×10^{-5}		1.11×10^{-5}		9.27×10^{-6}
40—45		5.04×10^{-6}		5.44×10^{-6}		4.31×10^{-6}
45—50		2.50×10^{-6}		2.79×10^{-6}		2.12×10^{-6}
50—70		$<10^{-6}$		1.05×10^{-6}		$<10^{-6}$
70—100				$<10^{-6}$		$<10^{-6}$
			$\lambda=1.06$ 微米			
0	$<10^{-6}$	8.04×10^{-4}	$<10^{-6}$	8.20×10^{-4}	$<10^{-6}$	8.91×10^{-4}
0—1		7.68×10^{-4}		7.81×10^{-4}		8.[illegible]3$\times10^{-4}$
1—2		6.99×10^{-4}		7.06×10^{-4}		7.52×10^{-4}
2—3		6.33×10^{-4}		6.38×10^{-4}		6.70×10^{-4}
3—4		5.72×10^{-4}		5.77×10^{-4}		5.99×10^{-4}
4—5		5.19×10^{-4}		5.21×10^{-4}		5.37×10^{-4}
5—6		4.69×10^{-4}		4.69×10^{-4}		4.80×10^{-4}
6—7		4.22×10^{-4}		4.21×10^{-4}		4.27×10^{-4}
7—8		3.80×10^{-4}		3.78×10^{-4}		3.80×10^{-4}
8—9		3.41×10^{-4}		3.38×10^{-4}		3.36×10^{-4}
9—10		3.04×10^{-4}		3.02×10^{-4}		2.97×10^{-4}
10—11		2.72×10^{-4}		2.69×10^{-4}		2.59×10^{-4}

续表

高度 (公里)	近北极区 夏季 分子吸收 k_m (公里⁻¹)	近北极区 夏季 分子散射 σ_m (公里⁻¹)	近北极区 冬季 分子吸收 k_m (公里⁻¹)	近北极区 冬季 分子散射 σ_m (公里⁻¹)	晴 气溶胶吸收 k_a (公里⁻¹)	晴 气溶胶散射 σ_a (公里⁻¹)	阴 气溶胶吸收 k_a (公里⁻¹)	阴 气溶胶散射 σ_a (公里⁻¹)
9—10		7.08×10^{-4}		6.76×10^{-4}	2.08×10^{-4}	1.99×10^{-3}	2.08×10^{-4}	1.99×10^{-3}
10—11		6.19×10^{-4}		5.78×10^{-4}	1.99×10^{-4}	1.90×10^{-3}	1.99×10^{-4}	[illegible]
11—12		5.32×10^{-4}		4.94×10^{-4}	1.97×10^{-4}	1.88×10^{-3}	1.97×10^{-4}	1.88×10^{-3}
12—13		4.57×10^{-4}		4.22×10^{-4}	1.94×10^{-4}	1.86×10^{-3}	1.94×10^{-4}	1.86×10^{-3}
13—14		3.93×10^{-4}		3.61×10^{-4}	1.85×10^{-4}	1.76×10^{-3}	1.85×10^{-4}	[illegible]
14—15		3.37×10^{-4}		3.08×10^{-4}	1.77×10^{-4}	1.69×10^{-3}	1.77×10^{-4}	[illegible]
15—16		2.90×10^{-4}		2.64×10^{-4}	1.67×10^{-4}	1.60×10^{-3}	1.67×10^{-4}	[illegible]
16—17		2.50×10^{-4}		2.26×10^{-4}	1.62×10^{-4}	1.55×10^{-3}	1.62×10^{-4}	[illegible]
17—18		2.15×10^{-4}		1.94×10^{-4}	1.59×10^{-4}	1.52×10^{-3}	1.59×10^{-4}	[illegible]
18—19		1.85×10^{-4}		1.66×10^{-4}	1.43×10^{-4}	1.37×10^{-3}	1.43×10^{-4}	1.37×10^{-3}
19—20		1.59×10^{-4}		1.42×10^{-4}	1.13×10^{-4}	1.08×10^{-3}	1.13×10^{-4}	1.08×10^{-3}
20—21		1.36×10^{-4}		1.22×10^{-4}	8.25×10^{-5}	7.88×10^{-4}	8.25×10^{-5}	7.88×10^{-4}
21—22		1.17×10^{-4}		1.04×10^{-4}	6.09×10^{-5}	5.81×10^{-4}	6.09×10^{-5}	5.81×10^{-4}
22—23		1.01×10^{-4}		8.89×10^{-5}	4.62×10^{-5}	4.41×10^{-4}	4.62×10^{-5}	4.41×10^{-4}
23—24		8.66×10^{-5}		7.60×10^{-5}	3.59×10^{-5}	3.43×10^{-4}	3.59×10^{-5}	[illegible]
24—25		7.41×10^{-5}		6.49×10^{-5}	2.93×10^{-5}	2.80×10^{-4}	2.93×10^{-5}	2.80×10^{-4}
25—30		5.01×10^{-5}		4.31×10^{-5}	1.56×10^{-5}	1.49×10^{-4}	1.56×10^{-5}	1.49×10^{-4}
30—35		2.35×10^{-5}		1.91×10^{-5}	4.47×10^{-6}	4.27×10^{-5}	4.47×10^{-6}	4.27×10^{-5}
35—40		1.11×10^{-5}		8.60×10^{-6}	1.18×10^{-6}	1.12×10^{-5}	1.18×10^{-6}	1.12×10^{-5}
40—45		5.48×10^{-6}		3.94×10^{-6}	3.09×10^{-7}	2.96×10^{-6}	3.09×10^{-7}	2.96×10^{-6}
45—50		2.85×10^{-6}		1.88×10^{-6}	8.16×10^{-8}	7.79×10^{-7}	8.16×10^{-8}	7.79×10^{-7}
50—70		1.09×10^{-6}		$<10^{-6}$	7.36×10^{-9}	7.03×10^{-8}	7.36×10^{-9}	7.03×10^{-8}
70—100		$<10^{-6}$			2.53×10^{-11}	2.41×10^{-10}	2.53×10^{-11}	2.41×10^{-10}
				$\lambda=1.06$ 微米				
0	$<10^{-6}$	8.36×10^{-4}	$<10^{-6}$	9.39×10^{-4}	1.08×10^{-2}	7.83×10^{-2}	5.28×10^{-2}	3.81×10^{-1}
0—1		7.98×10^{-4}		8.77×10^{-4}	7.39×10^{-3}	5.34×10^{-2}	3.33×10^{-2}	2.40×10^{-1}
1—2		7.21×10^{-4}		7.70×10^{-4}	3.22×10^{-3}	2.33×10^{-2}	1.22×10^{-2}	8.79×10^{-2}
2—3		6.50×10^{-4}		6.82×10^{-4}	1.38×10^{-3}	9.94×10^{-3}	4.45×10^{-3}	3.22×10^{-2}
3—4		5.84×10^{-4}		6.06×10^{-4}	6.39×10^{-4}	4.62×10^{-3}	1.62×10^{-3}	1.17×10^{-2}
4—5		5.24×10^{-4}		5.40×10^{-4}	3.98×10^{-4}	2.87×10^{-3}	5.93×10^{-4}	4.28×10^{-3}
5—6		4.71×10^{-4}		4.82×10^{-4}	2.90×10^{-4}	2.10×10^{-3}	2.90×10^{-4}	2.10×10^{-3}
6—7		4.23×10^{-4}		4.29×10^{-4}	2.34×10^{-4}	1.69×10^{-3}	2.34×10^{-4}	1.69×10^{-3}
7—8		3.79×10^{-4}		3.81×10^{-4}	2.29×10^{-4}	1.65×10^{-3}	2.29×10^{-4}	1.65×10^{-3}
8—9		3.38×10^{-4}		3.34×10^{-4}	2.28×10^{-4}	1.64×10^{-3}	2.28×10^{-4}	1.64×10^{-3}
9—10		3.01×10^{-4}		2.88×10^{-4}	2.20×10^{-4}	1.59×10^{-3}	2.20×10^{-4}	1.59×10^{-3}
10—11		2.64×10^{-4}		2.46×10^{-4}	2.10×10^{-4}	1.52×10^{-3}	2.10×10^{-4}	1.52×10^{-3}

高度(公里)	热带		中纬度地区			
			夏季		冬季	
	分子吸收 k_m(公里$^{-1}$)	分子散射 σ_m(公里$^{-1}$)	分子吸收 k_m(公里$^{-1}$)	分子散射 σ_m(公里$^{-1}$)	分子吸收 k_m(公里$^{-1}$)	分子散射 σ_m(公里$^{-1}$)
11—12		2.41×10^{-4}		2.39×10^{-4}		2.22×10^{-4}
12—13		2.13×10^{-4}		2.11×10^{-4}		1.90×10^{-4}
13—14		1.83×10^{-4}		1.63×10^{-4}		1.63×10^{-4}
14—15		1.66×10^{-4}		1.56×10^{-4}		1.40×10^{-4}
15—16		1.44×10^{-4}		1.33×10^{-4}		1.20×10^{-4}
16—17		1.24×10^{-4}		1.14×10^{-4}		1.03×10^{-4}
17—18		1.05×10^{-4}		9.72×10^{-5}		8.80×10^{-5}
18—19		8.63×10^{-5}		8.29×10^{-5}		7.53×10^{-5}
19—20		7.16×10^{-5}		7.07×10^{-5}		6.45×10^{-5}
20—21		5.96×10^{-5}		6.02×10^{-5}		5.51×10^{-5}
21—22		4.98×10^{-5}		5.14×10^{-5}		4.70×10^{-5}
22—23		4.19×10^{-5}		4.38×10^{-5}		4.01×10^{-5}
23—24		3.55×10^{-5}		3.74×10^{-5}		3.43×10^{-4}
24—25		3.02×10^{-5}		3.19×10^{-5}		2.93×10^{-5}
25—30		2.01×10^{-5}		2.15×10^{-5}		1.95×10^{-5}
30—35		9.20×10^{-6}		9.89×10^{-6}		8.79×10^{-5}
35—40		4.37×10^{-6}		4.71×10^{-6}		3.95×10^{-6}
40—45		2.15×10^{-6}		2.31×10^{-6}		1.83×10^{-6}
45—50		1.09×10^{-6}		1.19×10^{-6}		$<10^{-6}$
50—70		$<10^{-6}$		$<10^{-6}$		
70—100						
$\lambda=1.536$ 微米						
0	1.47×10^{-4}	1.77×10^{-4}	1.52×10^{-4}	1.81×10^{-4}	1.81×10^{-4}	1.96×10^{-4}
0—1	1.31×10^{-6}	1.69×10^{-4}	1.36×10^{-4}	1.72×10^{-4}	1.62×10^{-4}	1.86×10^{-4}
1—2	1.09×10^{-4}	1.54×10^{-4}	1.11×10^{-4}	1.56×10^{-4}	1.30×10^{-4}	1.66×10^{-4}
2—3	8.99×10^{-5}	1.40×10^{-4}	9.24×10^{-5}	1.41×10^{-4}	1.04×10^{-4}	1.48×10^{-4}
3—4	7.48×10^{-5}	1.26×10^{-4}	7.62×10^{-5}	1.27×10^{-4}	8.39×10^{-5}	1.32×10^{-4}
4—5	6.14×10^{-5}	1.14×10^{-4}	6.09×10^{-5}	1.15×10^{-4}	6.82×10^{-5}	1.18×10^{-4}
5—6	5.06×10^{-5}	1.03×10^{-4}	5.09×10^{-5}	1.04×10^{-4}	5.45×10^{-5}	1.06×10^{-4}
6—7	4.12×10^{-5}	9.31×10^{-5}	4.20×10^{-5}	9.29×10^{-4}	4.38×10^{-5}	9.42×10^{-5}
7—8	3.36×10^{-5}	8.38×10^{-5}	3.35×10^{-5}	8.33×10^{-4}	3.47×10^{-5}	8.37×10^{-5}
8—9	2.75×10^{-5}	7.51×10^{-5}	2.63×10^{-5}	7.46×10^{-5}	2.77×10^{-5}	7.42×10^{-5}
9—10	2.17×10^{-5}	6.71×10^{-5}	2.15×10^{-5}	6.66×10^{-5}	2.10×10^{-5}	6.55×10^{-5}
10—11	1.77×10^{-5}	5.99×10^{-5}	1.73×10^{-5}	5.93×10^{-5}	1.65×10^{-5}	5.70×10^{-5}
11—12	1.38×10^{-5}	5.32×10^{-5}	1.38×10^{-5}	5.36×10^{-5}	1.20×10^{-5}	4.89×10^{-5}
12—13	1.12×10^{-5}	4.70×10^{-5}	1.07×10^{-5}	4.65×10^{-5}	8.87×10^{-6}	4.20×10^{-5}
13—14	8.40×10^{-6}	4.15×10^{-5}	8.01×10^{-6}	4.04×10^{-5}	6.65×10^{-6}	3.60×10^{-5}

续表

高度(公里)	近北极区 夏季 分子吸收 k_m(公里$^{-1}$)	近北极区 夏季 分子散射 σ_m(公里$^{-1}$)	近北极区 冬季 分子吸收 k_m(公里$^{-1}$)	近北极区 冬季 分子散射 σ_m(公里$^{-1}$)	晴 气溶胶吸收 k_a(公里$^{-1}$)	晴 气溶胶散射 σ_a(公里$^{-1}$)	阴 气溶胶吸收 k_a(公里$^{-1}$)	阴 气溶胶散射 σ_a(公里$^{-1}$)
11—12		2.26×10^{-4}		2.10×10^{-4}	2.09×10^{-4}	1.51×10^{-3}	2.09×10^{-4}	1.51×10^{-3}
12—13		1.95×10^{-4}		1.80×10^{-4}	2.06×10^{-4}	1.49×10^{-3}	2.06×10^{-4}	1.49×10^{-3}
13—14		1.67×10^{-4}		1.54×10^{-4}	1.95×10^{-4}	1.41×10^{-3}	1.95×10^{-4}	1.41×10^{-3}
14—15		1.44×10^{-4}		1.31×10^{-5}	1.88×10^{-4}	1.36×10^{-3}	1.88×10^{-4}	1.36×10^{-3}
15—16		1.23×10^{-4}		1.12×10^{-5}	1.77×10^{-4}	1.28×10^{-3}	1.77×10^{-4}	1.28×10^{-3}
16—17		1.06×10^{-4}		9.63×10^{-5}	1.72×10^{-4}	1.24×10^{-3}	1.72×10^{-4}	1.24×10^{-3}
17—18		9.14×10^{-5}		8.25×10^{-5}	1.68×10^{-4}	1.21×10^{-3}	1.68×10^{-4}	1.21×10^{-3}
18—19		7.86×10^{-5}		7.06×10^{-5}	1.52×10^{-4}	1.10×10^{-3}	1.52×10^{-4}	1.10×10^{-3}
19—20		6.73×10^{-5}		6.05×10^{-5}	1.20×10^{-4}	8.65×10^{-4}	1.20×10^{-4}	8.65×10^{-4}
20—21		5.80×10^{-5}		5.17×10^{-5}	8.73×10^{-5}	6.31×10^{-4}	8.73×10^{-5}	6.31×10^{-4}
21—22		4.99×10^{-5}		4.42×10^{-5}	6.44×10^{-5}	4.66×10^{-4}	6.44×10^{-5}	4.66×10^{-4}
22—23		4.29×10^{-6}		3.78×10^{-5}	4.89×10^{-5}	3.53×10^{-4}	4.89×10^{-5}	3.53×10^{-4}
23—24		3.69×10^{-5}		3.23×10^{-5}	3.80×10^{-6}	2.75×10^{-4}	3.80×10^{-5}	2.75×10^{-4}
24—25		3.15×10^{-5}		2.76×10^{-5}	3.10×10^{-6}	2.24×10^{-4}	3.10×10^{-5}	2.24×10^{-4}
25—30		2.13×10^{-5}		1.84×10^{-5}	1.66×10^{-5}	1.20×10^{-4}	1.66×10^{-5}	1.20×10^{-4}
30—35		9.98×10^{-6}		8.14×10^{-6}	4.73×10^{-6}	3.42×10^{-5}	4.73×10^{-6}	3.42×10^{-5}
35—40		4.73×10^{-6}		3.66×10^{-6}	1.25×10^{-6}	9.00×10^{-6}	1.25×10^{-6}	9.00×10^{-5}
40—45		2.33×10^{-6}		1.68×10^{-6}	3.28×10^{-7}	2.37×10^{-6}	3.28×10^{-7}	2.37×10^{-6}
45—50		1.21×10^{-6}		$<10^{-6}$	8.64×10^{-8}	6.24×10^{-7}	8.64×10^{-8}	6.24×10^{-7}
50—70		$<10^{-6}$			7.79×10^{-9}	5.63×10^{-8}	7.79×10^{-9}	5.63×10^{-8}
70—100					2.67×10^{-11}	1.93×10^{-10}	2.67×10^{-11}	1.93×10^{-10}
$\lambda=1.536$ 微米								
0	1.74×10^{-4}	1.85×10^{-4}	2.22×10^{-4}	2.07×10^{-4}	9.24×10^{-3}	4.87×10^{-2}	4.50×10^{-2}	2.37×10^{-1}
0—1	1.55×10^{-4}	1.76×10^{-4}	1.98×10^{-4}	1.93×10^{-4}	6.30×10^{-3}	3.32×10^{-2}	2.84×10^{-2}	1.49×10^{-1}
1—2	1.27×10^{-4}	1.59×10^{-4}	1.53×10^{-4}	1.70×10^{-4}	2.75×10^{-3}	1.45×10^{-2}	1.04×10^{-2}	5.46×10^{-2}
2—3	1.04×10^{-4}	1.43×10^{-4}	1.20×10^{-4}	1.50×10^{-4}	1.17×10^{-3}	6.18×10^{-3}	3.80×10^{-3}	2.00×10^{-2}
3—4	8.54×10^{-5}	1.29×10^{-4}	9.64×10^{-5}	1.34×10^{-4}	5.45×10^{-4}	2.87×10^{-3}	1.38×10^{-3}	7.29×10^{-3}
4—5	6.80×10^{-5}	1.15×10^{-4}	7.08×10^{-5}	1.19×10^{-4}	3.39×10^{-4}	1.79×10^{-3}	5.06×10^{-4}	2.66×10^{-3}
5—6	5.69×10^{-5}	1.04×10^{-4}	6.20×10^{-5}	1.06×10^{-4}	2.48×10^{-4}	1.31×10^{-3}	2.48×10^{-4}	1.31×10^{-3}
6—7	4.51×10^{-5}	9.32×10^{-5}	4.95×10^{-5}	9.46×10^{-5}	2.00×10^{-4}	1.05×10^{-3}	2.00×10^{-4}	1.05×10^{-3}
7—8	3.69×10^{-5}	8.35×10^{-5}	3.92×10^{-5}	8.49×10^{-5}	1.95×10^{-4}	1.03×10^{-3}	1.95×10^{-4}	1.03×10^{-3}
8—9	2.97×10^{-5}	7.46×10^{-5}	3.04×10^{-5}	7.36×10^{-5}	1.94×10^{-4}	1.02×10^{-3}	1.94×10^{-4}	1.02×10^{-3}
9—10	2.35×10^{-5}	6.64×10^{-5}	2.26×10^{-5}	6.34×10^{-5}	1.88×10^{-4}	9.89×10^{-4}	1.88×10^{-4}	9.89×10^{-4}
10—11	1.79×10^{-5}	5.81×10^{-5}	1.65×10^{-5}	5.42×10^{-5}	1.80×10^{-4}	9.46×10^{-4}	1.80×10^{-4}	9.46×10^{-4}
11—12	1.36×10^{-5}	4.99×10^{-5}	1.20×10^{-5}	4.63×10^{-5}	1.78×10^{-4}	9.38×10^{-4}	1.78×10^{-4}	9.38×10^{-4}
12—13	9.68×10^{-6}	4.29×10^{-5}	8.64×10^{-6}	3.96×10^{-5}	1.75×10^{-4}	9.24×10^{-4}	1.75×10^{-4}	9.24×10^{-4}
13—14	7.45×10^{-6}	3.69×10^{-5}	6.59×10^{-6}	3.39×10^{-5}	1.67×10^{-4}	8.78×10^{-4}	1.67×10^{-4}	8.78×10^{-4}

高度(公里)	热带		中纬度地区			
			夏季		冬季	
	分子吸收 k_m(公里)	分子散射 σ_m(公里)	分子吸收 k_m(公里)	分子散射 σ_m(公里)	分吸子收 k_m(公里)	分子散射 σ_m(公里)
14—15	6.87×10^{-6}	3.65×10^{-5}	6.08×10^{-6}	3.44×10^{-5}	4.81×10^{-6}	3.09×10^{-5}
15—16	5.28×10^{-6}	3.18×10^{-5}	4.30×10^{-6}	2.93×10^{-5}	3.51×10^{-6}	2.64×10^{-5}
16—17	3.76×10^{-6}	2.74×10^{-5}	3.10×10^{-6}	2.50×10^{-5}	2.59×10^{-6}	2.27×10^{-5}
17—18	2.70×10^{-6}	2.30×10^{-5}	2.29×10^{-6}	2.14×10^{-5}	1.93×10^{-6}	1.94×10^{-5}
18—19	1.85×10^{-6}	1.90×10^{-5}	1.66×10^{-6}	1.83×10^{-5}	1.40×10^{-6}	1.66×10^{-5}
19—20	1.26×10^{-6}	1.58×10^{-5}	1.21×10^{-6}	1.56×10^{-5}	1.01×10^{-6}	1.42×10^{-5}
20—21	$<10^{-6}$	1.31×10^{-5}	$<10^{-6}$	1.33×10^{-5}	$<10^{-6}$	[illegible]
21—22		1.10×10^{-5}		1.13×10^{-5}		1.04×10^{-5}
22—23		9.23×10^{-6}		9.66×10^{-6}		8.85×10^{-6}
23—24		7.83×10^{-6}		8.24×10^{-6}		7.57×10^{-6}
24—25		6.65×10^{-6}		7.04×10^{-6}		6.46×10^{-6}
25—30		4.43×10^{-6}		4.73×10^{-6}		4.31×10^{-6}
30—35		2.03×10^{-6}		2.18×10^{-6}		1.91×10^{-6}
35—40		$<10^{-6}$		1.04×10^{-6}		$<10^{-6}$
40—45				$<10^{-6}$		
45—50						
50—70						
70—100						

$\lambda=3.39225$ 微米

高度(公里)	热带分子吸收 k_m(公里)	热带分子散射 σ_m(公里)	夏季分子吸收 k_m(公里)	夏季分子散射 σ_m(公里)	冬季分子吸收 k_m(公里)	冬季分子散射 σ_m(公里)
0	1.77	7.79×10^{-6}	1.83	7.95×10^{-6}	1.98	8.63×10^{-6}
0—1	1.75	7.44×10^{-6}	1.79	7.56×10^{-6}	1.92	8.17×10^{-6}
1—2	1.68	6.77×10^{-6}	1.70	6.83×10^{-6}	1.79	7.29×10^{-6}
2—3	1.63	6.13×10^{-6}	1.65	6.18×10^{-6}	1.75	6.49×10^{-6}
3—4	1.59	5.54×10^{-6}	1.60	5.59×10^{-6}	1.65	5.80×10^{-6}
4—5	1.54	5.02×10^{-6}	1.54	5.05×10^{-6}	1.60	5.20×10^{-6}
5—6	1.52	4.54×10^{-6}	1.54	4.55×10^{-6}	1.54	4.64×10^{-6}
6—7	1.47	4.09×10^{-6}	1.46	4.08×10^{-6}	1.54	[illegible]
7—8	1.45	3.69×10^{-6}	1.52	3.66×10^{-6}	1.46	3.68×10^{-6}
8—9	1.46	3.30×10^{-6}	1.41	3.27×10^{-6}	1.44	3.26×10^{-6}
9—10	1.41	2.95×10^{-6}	1.43	2.92×10^{-6}	1.49	2.88×10^{-6}
10—11	1.42	2.63×10^{-6}	1.40	2.60×10^{-6}	1.41	2.51×10^{-6}
11—12	1.37	2.34×10^{-6}	1.39	2.31×10^{-6}	1.39	2.15×10^{-6}
12—13	1.40	2.06×10^{-6}	1.37	2.04×10^{-6}	1.36	1.84×10^{-6}
13—14	1.31	1.82×10^{-6}	1.34	1.77×10^{-6}	1.30	1.58×10^{-6}
14—15	1.35	1.60×10^{-6}	1.36	1.51×10^{-6}	1.29	1.36×10^{-6}
15—16	1.32	1.40×10^{-6}	1.28	1.29×10^{-6}	1.24	1.16×10^{-6}

续表

高　度	近北极区				晴		阴	
	夏季		冬季		气溶胶吸收	气溶胶散射	气溶胶吸收	气溶胶散射
(公里)	分子吸收 k_m (公里$^{-1}$)	分子散射 σ_m (公里$^{-1}$)	分子吸收 k_m (公里$^{-1}$)	分子散射 σ_m (公里$^{-1}$)	k_a (公里$^{-1}$)	σ_a (公里$^{-1}$)	k_a (公里$^{-1}$)	σ_a (公里$^{-1}$)
14—15	5.45×10^{-6}	3.16×10^{-5}	4.69×10^{-6}	2.89×10^{-5}	1.60×10^{-4}	8.43×10^{-4}	1.60×10^{-4}	8.43×10^{-4}
15—16	3.85×10^{-6}	2.72×10^{-5}	3.44×10^{-6}	2.48×10^{-5}	1.51×10^{-4}	7.96×10^{-4}	1.51×10^{-4}	7.96×10^{-4}
16—17	2.98×10^{-6}	2.34×10^{-5}	2.33×10^{-6}	2.12×10^{-5}	1.47×10^{-4}	7.72×10^{-4}	1.47×10^{-4}	7.72×10^{-4}
16—18	2.18×10^{-6}	2.01×10^{-5}	1.86×10^{-6}	1.82×10^{-5}	1.43×10^{-4}	7.55×10^{-4}	1.43×10^{-4}	7.55×10^{-4}
18—19	1.61×10^{-6}	1.73×10^{-5}	1.38×10^{-6}	1.56×10^{-5}	1.30×10^{-4}	6.82×10^{-4}	1.30×10^{-4}	6.82×10^{-4}
19—20	1.21×10^{-6}	1.49×10^{-5}	$<10^{-6}$	1.32×10^{-5}	1.02×10^{-4}	5.38×10^{-4}	1.02×10^{-4}	5.38×10^{-4}
20—21	$<10^{-6}$	1.28×10^{-5}		1.14×10^{-5}	7.45×10^{-5}	3.92×10^{-4}	7.45×10^{-5}	3.92×10^{-4}
21—22		1.10×10^{-5}		9.75×10^{-6}	5.50×10^{-5}	2.90×10^{-4}	5.50×10^{-5}	2.90×10^{-4}
22—23		9.47×10^{-6}		8.34×10^{-6}	4.17×10^{-5}	2.20×10^{-4}	4.17×10^{-5}	2.20×10^{-4}
23—24		8.13×10^{-6}		7.13×10^{-6}	3.25×10^{-5}	1.71×10^{-4}	3.25×10^{-5}	1.71×10^{-4}
24—25		6.95×10^{-6}		6.09×10^{-6}	2.65×10^{-5}	1.40×10^{-4}	2.65×10^{-5}	1.40×10^{-4}
25—30		4.70×10^{-6}		4.05×10^{-6}	1.41×10^{-5}	7.45×10^{-5}	1.41×10^{-5}	7.45×10^{-5}
30—35		2.20×10^{-6}		1.80×10^{-6}	4.04×10^{-6}	2.13×10^{-5}	4.04×10^{-6}	2.13×10^{-5}
35—40		1.04×10^{-6}		$<10^{-6}$	1.06×10^{-6}	5.60×10^{-6}	1.06×10^{-5}	5.60×10^{-5}
40—45		$<10^{-6}$			2.80×10^{-7}	1.47×10^{-6}	2.80×10^{-7}	1.47×10^{-6}
45—50					7.37×10^{-8}	3.88×10^{-7}	7.37×10^{-8}	3.88×10^{-7}
50—70					6.65×10^{-9}	3.50×10^{-8}	6.65×10^{-9}	3.50×10^{-8}
70—100					2.28×10^{-11}	1.20×10^{-11}	2.28×10^{-11}	1.20×10^{-10}
				$\lambda-3.39225$ 微米				
0	1.88	8.12×10^{-6}	2.03	9.09×10^{-6}	2.22×10^{-3}	1.87×10^{-2}	1.08×10^{-2}	9.12×10^{-2}
0—1	1.84	7.72×10^{-6}	1.97	8.50×10^{-6}	9.78×10^{-4}	8.23×10^{-3}	3.96×10^{-3}	3.33×10^{-2}
1—2	1.75	6.98×10^{-6}	1.84	7.46×10^{-6}	4.22×10^{-4}	3.55×10^{-3}	1.45×10^{-3}	1.22×10^{-2}
2—3	1.65	6.29×10^{-6}	1.75	6.69×10^{-6}	1.77×10^{-4}	1.49×10^{-3}	5.29×10^{-4}	4.45×10^{-3}
3—4	1.66	5.65×10^{-6}	1.67	5.86×10^{-6}	9.38×10^{-5}	7.89×10^{-4}	1.93×10^{-4}	1.62×10^{-3}
4—5	1.54	5.07×10^{-6}	1.62	5.23×10^{-6}	7.07×10^{-5}	5.95×10^{-4}	7.07×10^{-5}	5.95×10^{-4}
5—6	1.61	4.56×10^{-6}	1.57	4.67×10^{-6}	4.98×10^{-5}	4.19×10^{-4}	4.98×10^{-5}	4.19×10^{-4}
6—7	1.47	4.09×10^{-6}	1.54	4.16×10^{-6}	4.63×10^{-5}	3.90×10^{-4}	4.63×10^{-5}	3.90×10^{-4}
7—8	1.45	3.67×10^{-6}	1.50	3.68×10^{-6}	4.77×10^{-5}	4.01×10^{-4}	4.77×10^{-5}	4.01×10^{-4}
8—9	1.51	3.28×10^{-6}	1.47	3.23×10^{-6}	4.58×10^{-5}	3.85×10^{-4}	4.58×10^{-5}	3.85×10^{-4}
9—10	1.40	2.92×10^{-6}	1.44	2.79×10^{-6}	4.46×10^{-5}	3.75×10^{-4}	4.46×10^{-5}	3.75×10^{-4}
10—11	1.42	2.55×10^{-6}	1.41	2.38×10^{-6}	4.18×10^{-5}	3.52×10^{-4}	4.18×10^{-5}	3.52×10^{-4}
11—12	1.38	2.19×10^{-6}	1.38	2.04×10^{-6}	4.39×10^{-5}	3.69×10^{-4}	4.39×10^{-5}	3.69×10^{-4}
12—13	1.35	1.89×10^{-6}	1.34	1.74×10^{-6}	4.06×10^{-5}	3.41×10^{-4}	4.06×10^{-5}	3.41×10^{-4}
13—14	1.34	1.62×10^{-6}	1.31	1.49×10^{-6}	3.97×10^{-5}	3.34×10^{-4}	3.97×10^{-5}	3.34×10^{-4}
14—15	1.32	1.39×10^{-6}	1.27	1.27×10^{-6}	3.73×10^{-5}	3.14×10^{-4}	3.73×10^{-5}	3.14×10^{-4}
15—16	1.21	1.19×10^{-6}	1.21	1.09×10^{-6}	3.55×10^{-5}	2.98×10^{-4}	3.55×10^{-5}	2.98×10^{-4}

高　度 (公里)	热带		中纬度地区				
	分子吸收 k_m(公里$^{-1}$)	分子散射 σ_m (公里$^{-1}$)	夏季		冬季		
			分子吸收 k_m(公里$^{-1}$)	分子散射 σ_m(公里$^{-1}$)	分子吸收 k_m(公里$^{-1}$)	分子散射 σ_m (公里$^{-1}$)	分子吸收 k_m(公里$^{-1}$)
16—17	1.21	1.20×10^{-6}	1.20	1.10×10^{-6}	1.19	$<10^{-6}$	1.19
17—18	1.77	1.01×10^{-6}	1.14	$<10^{-6}$	1.13		1.13
18—19	1.10	$<10^{-6}$	1.09		1.08		1.07
19—20	9.95×10^{-1}		1.00		9.47×10^{-1}		9.97×10^{-1}
20—21	8.96×10^{-1}		9.09×10^{-1}		8.64×10^{-1}		8.92×10^{-1}
21—22	7.82×10^{-1}		8.14×10^{-1}		7.19×10^{-1}		7.99×10^{-1}
22—23	6.55×10^{-1}		6.62×10^{-1}		6.52×10^{-1}		6.99×10^{-1}
23—24	5.48×10^{-1}		6.23×10^{-1}		5.08×10^{-1}		5.92×10^{-1}
24—25	4.51×10^{-1}		4.76×10^{-1}		4.41×10^{-1}		4.68×10^{-1}
25—30	2.33×10^{-1}		2.63×10^{-1}		2.18×10^{-1}		2.61×10^{-1}
30—35	1.93×10^{-1}		2.07×10^{-1}		1.84×10^{-1}		7.02×10^{-1}
35—40	9.62×10^{-2}		1.03×10^{-1}		8.70×10^{-2}		1.04×10^{-1}
40—45	4.86×10^{-2}		5.30×10^{-2}		4.14×10^{-2}		5.22×10^{-2}
45—50	2.46×10^{-2}		2.67×10^{-2}		2.05×10^{-2}		2.73×10^{-2}
50—70	6.75×10^{-3}		7.50×10^{-3}		4.83×10^{-3}		7.77×10^{-3}
70—100	3.21×10^{-4}		3.72×10^{-4}		2.61×10^{-4}		3.91×10^{-4}
			$\lambda=10.591$ 微米				
0	5.788×10^{-1}	$<10\times10^{-6}$	3.582×10^{-1}	$<1.0\times10^{-6}$	7.937×10^{-2}	$<1.0\times10^{-6}$	2.006×10^{-1}
0—1	5.172×10^{-1}		3.256×10^{-1}		7.312×10^{-2}		1.818×10^{-1}
1—2	2.845×10^{-1}		1.877×10^{-1}		5.895×10^{-2}		1.137×10^{-1}
2—3	1.807×10^{-1}		1.152×10^{-1}		4.911×10^{-2}		8.152×10^{-2}
3—4	9.616×10^{-2}		7.582×10^{-2}		4.043×10^{-2}		6.090×10^{-2}
4—5	6.290×10^{-2}		5.544×10^{-2}		3.240×10^{-2}		4.663×10^{-2}
5—6	5.019×10^{-2}		4.408×10^{-2}		2.622×10^{-2}		3.737×10^{-2}
6—7	3.988×10^{-2}		3.752×10^{-2}		2.147×10^{-2}		2.861×10^{-2}
7—8	3.200×10^{-2}		3.018×10^{-2}		1.728×10^{-2}		2.277×10^{-2}
8—9	2.634×10^{-2}		2.378×10^{-2}		1.405×10^{-2}		1.788×10^{-2}
9—10	2.074×10^{-2}		1.952×10^{-2}		1.083×10^{-2}		1.375×10^{-2}
10—11	1.651×10^{-2}		1.574×10^{-1}		9.813×10^{-3}		1.195×10^{-2}
11—12	1.287×10^{-2}		1.241×10^{-2}		9.484×10^{-3}		1.229×10^{-2}
12—13	1.035×10^{-2}		9.534×10^{-3}		9.358×10^{-3}		1.181×10^{-2}
13—14	7.382×10^{-3}		8.337×10^{-3}		9.240×10^{-3}		1.229×10^{-2}
14—15	5.850×10^{-3}		8.700×10^{-3}		9.001×10^{-3}		1.222×10^{-2}
15—16	4.330×10^{-3}		8.491×10^{-3}		8.749×10^{-3}		1.166×10^{-2}
16—17	3.316×10^{-3}		8.364×10^{-3}		8.573×10^{-3}		1.217×10^{-2}
17—18	3.556×10^{-3}		8.467×10^{-3}		8.556×10^{-3}		1.203×10^{-2}
18—19	4.350×10^{-3}		8.560×10^{-3}		8.249×10^{-3}		1.199×10^{-2}

续表

高度 (公里)	近北极区 夏季 分子散射 σ_m (公里$^{-1}$)	近北极区 冬季 分子吸收 k_m (公里$^{-1}$)	近北极区 冬季 分子散射 σ_m (公里$^{-1}$)	晴 气溶胶吸收 k_a (公里$^{-1}$)	晴 气溶胶散射 σ_a (公里$^{-1}$)	阴 气溶胶吸收 k_a (公里$^{-1}$)	阴 气溶胶散射 σ_a (公里$^{-1}$)
16—17	1.03×10^{-6}	1.16	$<10^{-6}$	3.51×10^{-5}	2.95×10^{-4}	3.51×10^{-5}	2.95×10^{-4}
17—18	$<10^{-6}$	1.09		3.39×10^{-5}	2.85×10^{-4}	3.39×10^{-5}	2.85×10^{-4}
18—19		1.01		2.86×10^{-5}	2.40×10^{-4}	2.86×10^{-5}	2.40×10^{-4}
19—20		9.10×10^{-1}		2.10×10^{-5}	1.76×10^{-4}	2.10×10^{-5}	1.76×10^{-4}
20—21		8.07×10^{-1}		1.52×10^{-5}	1.28×10^{-4}	1.52×10^{-5}	1.28×10^{-4}
21—22		6.99×10^{-1}		1.14×10^{-5}	9.63×10^{-5}	1.14×10^{-5}	9.63×10^{-5}
22—23		5.86×10^{-1}		8.75×10^{-6}	7.36×10^{-5}	8.75×10^{-6}	7.36×10^{-5}
23—24		4.84×10^{-1}		6.94×10^{-6}	5.84×10^{-5}	6.94×10^{-6}	5.84×10^{-5}
24—25		3.89×10^{-1}		5.84×10^{-6}	4.91×10^{-5}	5.84×10^{-6}	4.91×10^{-5}
25—30		1.93×10^{-1}		1.76×10^{-6}	1.48×10^{-5}	1.76×10^{-6}	1.48×10^{-5}
30—35		1.71×10^{-1}		4.63×10^{-7}	3.90×10^{-6}	4.63×10^{-7}	3.90×10^{-6}
35—40		8.04×10^{-2}		1.22×10^{-7}	1.03×10^{-6}	1.22×10^{-7}	1.03×10^{-6}
40—45		3.78×10^{-2}		3.21×10^{-8}	2.70×10^{-7}	3.21×10^{-8}	2.70×10^{-7}
45—50		1.83×10^{-2}		8.48×10^{-9}	7.13×10^{-8}	8.48×10^{-9}	7.13×10^{-8}
50—70		4.51×10^{-3}		4.37×10^{-11}	3.67×10^{-10}	4.37×10^{-11}	3.67×10^{-10}
70—100		2.25×10^{-4}		1.55×10^{-14}	1.30×10^{-13}	1.55×10^{-14}	1.30×10^{-13}
$\lambda=10.591$ 微米							
0	$<1.0\times10^{-6}$	4.118×10^{-2}	$<1.0\times10^{-6}$	5.49×10^{-3}	7.97×10^{-3}	2.67×10^{-2}	3.88×10^{-2}
0—1		4.147×10^{-2}		2.41×10^{-3}	3.51×10^{-3}	9.76×10^{-3}	1.42×10^{-2}
1—2		4.002×10^{-2}		1.04×10^{-3}	1.51×10^{-3}	3.58×10^{-3}	5.20×10^{-3}
2—3		3.516×10^{-2}		4.38×10^{-4}	6.36×10^{-4}	1.31×10^{-3}	1.90×10^{-3}
3—4		3.048×10^{-2}		2.31×10^{-4}	3.36×10^{-4}	4.76×10^{-4}	6.91×10^{-4}
4—5		2.453×10^{-2}		1.74×10^{-4}	2.53×10^{-4}	1.74×10^{-4}	2.53×10^{-4}
5—6		1.932×10^{-2}		1.23×10^{-4}	1.79×10^{-4}	1.23×10^{-4}	1.79×10^{-4}
6—7		1.509×10^{-2}		1.14×10^{-4}	1.66×10^{-4}	1.14×10^{-4}	1.66×10^{-4}
7—8		1.171×10^{-2}		1.18×10^{-4}	1.71×10^{-4}	1.18×10^{-4}	1.71×10^{-4}
8—9		9.593×10^{-3}		1.13×10^{-4}	1.64×10^{-4}	1.13×10^{-4}	1.64×10^{-4}
9—10		8.932×10^{-3}		1.10×10^{-4}	1.60×10^{-4}	1.10×10^{-4}	1.60×10^{-4}
10—11		8.921×10^{-3}		1.03×10^{-4}	1.50×10^{-4}	1.03×10^{-4}	1.50×10^{-4}
11—12		8.908×10^{-3}		1.08×10^{-4}	1.57×10^{-4}	1.08×10^{-4}	1.57×10^{-4}
12—13		8.733×10^{-3}		1.00×10^{-4}	1.45×10^{-4}	1.00×10^{-4}	1.45×10^{-4}
13—14		9.109×10^{-3}		9.80×10^{-5}	1.42×10^{-4}	9.80×10^{-5}	1.42×10^{-4}
14—15		8.891×10^{-3}		9.21×10^{-5}	1.34×10^{-4}	9.21×10^{-5}	1.34×10^{-4}
15—16		8.773×10^{-3}		8.76×10^{-5}	1.27×10^{-4}	8.76×10^{-5}	1.27×10^{-4}
16—17		8.559×10^{-3}		8.65×10^{-5}	1.26×10^{-4}	8.65×10^{-5}	1.26×10^{-4}
17—18		8.324×10^{-3}		8.37×10^{-5}	1.22×10^{-4}	8.37×10^{-5}	1.22×10^{-4}
18—19		8.209×10^{-3}		7.05×10^{-5}	1.02×10^{-4}	7.05×10^{-5}	1.02×10^{-4}

高度 (公里)	近北极区 夏季 分子散射 σ_m(公里$^{-1}$)	近北极区 冬季 分子吸收 k_m(公里$^{-1}$)	近北极区 冬季 分子散射 σ_m(公里$^{-1}$)	晴 气溶胶大气吸收 k_a (公里$^{-1}$)	晴 气溶胶散射 σ_a (公里$^{-1}$)	阴 气溶胶吸收 k_a(公里$^{-1}$)	阴 气溶胶散射 σ_a(公里$^{-1}$)
19—20	5.194×10^{-3}		8.929×10^{-3}		8.011×10^{-3}		1.217×10^{-2}
20—21	6.273×10^{-3}		9.186×10^{-3}		8.186×10^{-3}		1.186×10^{-2}
21—22	7.471×10^{-3}		9.719×10^{-3}		8.194×10^{-3}		1.208×10^{-2}
22—23	8.351×10^{-3}		1.010×10^{-2}		8.161×10^{-3}		1.208×10^{-2}
23—24	9.041×10^{-3}		1.114×10^{-2}		8.107×10^{-3}		1.199×10^{-2}
24—25	9.909×10^{-3}		1.112×10^{-2}		8.378×10^{-3}		1.275×10^{-2}
25—30	1.203×10^{-2}		1.327×10^{-2}		8.087×10^{-3}		1.453×10^{-2}
30—35	1.190×10^{-2}		1.319×10^{-2}		6.848×10^{-3}		2.007×10^{-2}
35—40	1.101×10^{-2}		1.269×10^{-2}		6.714×10^{-3}		1.395×10^{-2}
40—45	8.865×10^{-3}		1.063×10^{-2}		6.023×10^{-3}*		1.189×10^{-2}
45—50	6.038×10^{-3}		7.5[illegible]2 $\times10^{-3}$		4.405×10^{-3}		8.186×10^{-3}
50—70	9.007×10^{-4}		1.077×10^{-3}		2.744×10^{-4}		1.097×10^{-3}
70—100	1.535×10^{-5}		1.743×10^{-5}		1.580×10^{-4}		1.762×10^{-5}
			$\lambda=27.9$ 微米				
0	>30	$<10^{-6}$	>30	$<10^{-6}$	>30	$<10^{-6}$	>30
0—1	>30		>30		>30		>30
1—2	>30		>30		>30		>30
2—3	>30		>30		>30		>30
3—4	>30		>30		>30		>30
4—5	>30		>30		>30		>30
5—6	>30		>30		>30		>30
6—7	>30		>30		1.35×10^{1}		>30
7—8	>30		2.95×10^{1}		4.29		1.82×10^{1}
8—9	1.67×10^{1}		1.32×10^{1}		1.35		6.22
9—10	6.18		5.77		4.69×10^{-1}		1.49
10—11	1.91		2.33		1.73×10^{-1}		4.30×10^{-1}
11—12	4.86×10^{-1}		5.87×10^{-1}		1.39×10^{-1}		2.36×10^{-1}
12—13	1.23×10^{-1}		1.16×10^{-1}		1.04×10^{-1}		1.33×10^{-1}
13—14	2.60×10^{-2}		2.77×10^{-2}		2.68×10^{-2}		3.48×10^{-2}
14—15	9.71×10^{-3}		1.28×10^{-2}		1.22×10^{-2}		1.61×10^{-2}
15—16	5.05×10^{-3}		8.46×10^{-3}		7.94×10^{-3}		1.07×10^{-2}
16—17	3.16×10^{-3}		6.33×10^{-3}		5.85×10^{-3}		8.10×10^{-3}
17—18	2.36×10^{-3}		4.63×10^{-3}		4.20×10^{-3}		6.30×10^{-3}
18—19	2.04×10^{-3}		3.80×10^{-3}		3.33×10^{-3}		4.53×10^{-3}
19—20	2.13×10^{-3}		3.15×10^{-3}		2.65×10^{-3}		3.90×10^{-3}
20—21	1.69×10^{-3}		2.61×10^{-3}		2.12×10^{-3}		3.13×10^{-3}
21—22	2.02×10^{-3}		2.63×10^{-3}		2.07×10^{-3}		3.09×10^{-3}

续表

高度 (公里)	热带 分子吸收 k_m(公里$^{-1}$)	热带 分子散射 σ_m(公里$^{-1}$)	中纬度地区 夏季 分子吸收 k_m(公里$^{-1}$)	中纬度地区 夏季 分子散射 σ_m(公里$^{-1}$)	中纬度地区 冬季 分子吸收 k_m(公里$^{-1}$)	中纬度地区 冬季 分子散射 σ_m(公里$^{-1}$)	近北极区 夏季 分子吸收 k_m(公里$^{-1}$)
19—20		7.884×10^{-3}		5.18×10^{-5}	7.52×10^{-5}	5.18×10^{-5}	7.52×10^{-5}
20—21		7.784×10^{-3}		3.75×10^{-5}	5.45×10^{-5}	3.75×10^{-5}	5.45×10^{-5}
21—22		7.523×10^{-3}		2.82×10^{-5}	4.10×10^{-5}	2.82×10^{-5}	4.10×10^{-5}
22—23		7.209×10^{-3}		2.16×10^{-5}	3.14×10^{-5}	2.16×10^{-5}	3.14×10^{-5}
23—24		7.329×10^{-3}		1.71×10^{-5}	2.49×10^{-5}	1.71×10^{-5}	2.49×10^{-5}
24—25		6.837×10^{-3}		1.44×10^{-5}	2.09×10^{-5}	1.44×10^{-5}	2.09×10^{-5}
25—30		7.238×10^{-3}		4.34×10^{-6}	6.31×10^{-6}	4.34×10^{-6}	6.31×10^{-6}
30—35		5.785×10^{-3}		1.14×10^{-6}	1.66×10^{-6}	1.14×10^{-6}	1.66×10^{-6}
35—40		5.099×10^{-3}		3.01×10^{-7}	4.37×10^{-7}	3.01×10^{-7}	4.37×10^{-7}
40—45		4.100×10^{-3}		7.92×10^{-8}	1.15×10^{-7}	7.92×10^{-8}	1.15×10^{-7}
45—50		3.082×10^{-3}		2.09×10^{-8}	3.04×10^{-8}	2.09×10^{-8}	3.04×10^{-8}
50—70		7.701×10^{-4}		1.08×10^{-10}	1.56×10^{-10}	1.08×10^{-10}	1.56×10^{-10}
70—100		1.785×10^{-5}		3.82×10^{-14}	5.55×10^{-14}	3.82×10^{-14}	5.55×10^{-14}
$\lambda=27.9$ 微米							
0	$<10^{-6}$	>30	$<10^{-6}$	5.62×10^{-3}	2.59×10^{-3}	2.74×10^{-2}	1.26×10^{-2}
0—1		>30		2.47×10^{-3}	1.14×10^{-3}	1.00×10^{-2}	4.62×10^{-3}
1—2		>30		1.07×10^{-3}	4.93×10^{-4}	3.66×10^{-3}	1.69×10^{-3}
2—3		>30		4.48×10^{-4}	2.07×10^{-4}	1.34×10^{-3}	6.18×10^{-4}
3—4		>30		2.37×10^{-4}	1.09×10^{-4}	4.87×10^{-4}	2.25×10^{-4}
4—5		>30		1.79×10^{-4}	8.25×10^{-5}	1.79×10^{-4}	8.25×10^{-5}
5—6		1.25×10^{1}		1.26×10^{-4}	5.81×10^{-5}	1.26×10^{-4}	5.81×10^{-5}
6—7		4.69		1.17×10^{-4}	5.40×10^{-5}	1.17×10^{-4}	5.40×10^{-5}
7—8		1.94		1.21×10^{-4}	5.57×10^{-5}	1.21×10^{-4}	5.57×10^{-5}
8—9		3.08×10^{-1}		1.16×10^{-4}	5.34×10^{-5}	1.16×10^{-4}	5.34×10^{-5}
9—10		1.97×10^{-1}		1.13×10^{-4}	5.21×10^{-5}	1.13×10^{-4}	5.21×10^{-5}
10—11		1.14×10^{-1}		1.06×10^{-4}	4.88×10^{-5}	1.06×10^{-4}	4.88×10^{-5}
11—12		6.90×10^{-2}		1.11×10^{-4}	5.12×10^{-5}	1.11×10^{-4}	5.12×10^{-5}
12—13		4.07×10^{-2}		1.02×10^{-4}	4.73×10^{-5}	1.02×10^{-4}	4.73×10^{-5}
13—14		2.46×10^{-2}		1.00×10^{-4}	4.63×10^{-5}	1.00×10^{-4}	4.63×10^{-5}
14—15		1.14×10^{-2}		9.43×10^{-5}	4.35×10^{-5}	9.43×10^{-5}	4.35×10^{-5}
15—16		7.44×10^{-3}		8.96×10^{-5}	4.14×10^{-5}	8.96×10^{-5}	4.14×10^{-5}
16—17		5.46×10^{-3}		8.86×10^{-5}	4.09×10^{-5}	8.86×10^{-5}	4.09×10^{-5}
17—18		3.90×10^{-3}		8.57×10^{-5}	3.96×10^{-5}	8.57×10^{-5}	3.96×10^{-5}
18—19		3.09×10^{-3}		7.22×10^{-5}	3.33×10^{-5}	7.22×10^{-5}	3.33×10^{-5}
19—20		2.42×10^{-3}		5.30×10^{-5}	2.45×10^{-5}	5.30×10^{-5}	2.45×10^{-5}
20—21		1.90×10^{-3}		3.84×10^{-5}	1.77×10^{-5}	3.84×10^{-5}	1.77×10^{-5}
21—22		1.71×10^{-3}		2.89×10^{-5}	1.34×10^{-5}	2.89×10^{-5}	1.34×10^{-5}

高度（公里）	热带		中纬度地区			
			夏季		冬季	
	分子吸收 k_m（公里$^{-1}$）	分子散射 σ_m（公里$^{-1}$）	分子吸收 k_m（公里$^{-1}$）	分子散射 σ_m（公里$^{-1}$）	分子吸收 k_m（公里$^{-1}$）	分子散射 σ_m（公里$^{-1}$）
22—23	1.90×10^{-3}		2.20×10^{-3}		1.66×10^{-3}	
23—24	1.84×10^{-3}		2.26×10^{-3}		1.61×10^{-3}	
24—25	1.77×10^{-3}		2.23×10^{-3}		1.53×10^{-3}	
25—30	1.28×10^{-3}		1.48×10^{-3}		8.61×10^{-4}	
30—35	4.50×10^{-4}		5.15×10^{-4}		2.62×10^{-4}	
35—40	9.05×10^{-5}		1.06×10^{-4}		5.53×10^{-5}	
40—45	2.35×10^{-5}		2.84×10^{-5}		1.58×10^{-5}	
45—50	6.50×10^{-6}		8.01×10^{-6}		4.67×10^{-6}	
50—70	$<10^{-6}$		$<10^{-6}$		$<10^{-6}$	
70—100						
$\lambda=337$ 微米						
0	2.07×10^{1}	$<10^{-6}$	2.03×10^{1}	$<10^{-6}$	5.39	$<10^{-6}$
0—1	2.12×10^{1}		1.60×10^{1}		4.35	
1—2	1.33×10^{1}		9.66		2.84	
2—3	8.72		5.58		1.82	
3—4	4.00		2.87		1.10	
4—5	1.73		1.50		5.46×10^{-1}	
5—6	1.06		$7.[illegible]7\times10^{-1}$		2.83×10^{-1}	
6—7	5.52×10^{-1}		3.37×10^{-1}		1.42×10^{-1}	
7—8	2.78×10^{-1}		2.17×10^{-1}		5.13×10^{-2}	
8—9	1.34×10^{-2}		1.12×10^{-1}		1.87×10^{-2}	
9—10	5.78×10^{-2}		5.72×10^{-2}		7.73×10^{-3}	
10—11	2.16×10^{-2}		2.75×10^{-2}		3.10×10^{-3}	
11—12	6.64×10^{-3}		8.43×10^{-3}		2.49×10^{-3}	
12—13	2.07×10^{-3}		2.05×10^{-3}		1.85×10^{-3}	
13—14	5.59×10^{-4}		5.41×10^{-4}		4.81×10^{-4}	
14—15	2.66×10^{-4}		2.47×10^{-4}		2.21×10^{-4}	
15—16	1.79×10^{-4}		1.31×10^{-4}		1.46×10^{-4}	
16—17	1.35×10^{-4}		1.20×10^{-4}		1.09×10^{-4}	
17—18	9.63×10^{-5}		8.73×10^{-5}		7.91×10^{-5}	
18—19	6.98×10^{-5}		7.00×10^{-5}		6.38×10^{-5}	
19—20	6.14×10^{-5}		5.59×10^{-5}		5.12×10^{-5}	
20—21	4.13×10^{-5}		4.44×10^{-5}		4.08×10^{-5}	
21—22	4.22×10^{-5}		4.33×10^{-5}		3.98×10^{-5}	
22—23	3.54×10^{-5}		3.45×10^{-5}		3.19×10^{-5}	
23—24	3.18×10^{-5}		3.33×10^{-5}		3.09×10^{-5}	

续表

高度 (公里)	近北极区 夏季 分子吸收 k_m (公里$^{-1}$)	近北极区 夏季 分子散射 σ_m (公里$^{-1}$)	近北极区 冬季 分子吸收 k_m (公里$^{-1}$)	近北极区 冬季 分子散射 σ_m (公里$^{-1}$)	晴 气溶胶吸收 k_a (公里$^{-1}$)	晴 气溶胶散射 σ_a (公里$^{-1}$)	阴 气溶胶吸收 k_a (公里$^{-1}$)	阴 气溶胶散射 σ_a (公里$^{-1}$)
22—23	2.66×10^{-3}		1.52×10^{-3}		2.21×10^{-5}	1.02×10^{-5}	2.21×10^{-5}	1.02×10^{-5}
23—24	2.47×10^{-3}		1.35×10^{-3}		1.75×10^{-5}	8.10×10^{-6}	1.75×10^{-5}	8.10×10^{-6}
24—25	2.33×10^{-3}		1.20×10^{-3}		1.48×10^{-5}	6.82×10^{-6}	1.48×10^{-5}	6.82×10^{-6}
25—30	1.61×10^{-3}		7.36×10^{-4}		4.45×10^{-6}	2.05×10^{-6}	4.45×10^{-6}	2.05×10^{-6}
30—35	5.43×10^{-4}		2.14×10^{-4}		1.17×10^{-6}	5.40×10^{-7}	1.17×10^{-6}	5.40×10^{-7}
35—40	1.16×10^{-4}		4.08×10^{-5}		3.08×10^{-7}	1.42×10^{-7}	3.08×10^{-7}	1.42×10^{-7}
40—45	3.16×10^{-5}		1.09×10^{-5}		8.11×10^{-8}	3.75×10^{-8}	8.11×10^{-8}	3.75×10^{-8}
45—50	8.73×10^{-6}		3.26×10^{-6}		2.14×10^{-8}	9.89×10^{-9}	2.14×10^{-8}	9.89×10^{-9}
50—70	$<10^{-6}$		$<10^{-6}$		1.10×10^{-10}	5.09×10^{-11}	1.10×10^{-10}	5.09×10^{-11}
70—100					3.91×10^{-14}	1.81×10^{-14}	3.91×10^{-14}	1.81×10^{-14}
$\lambda=337$ 微米								
0	1.37×10^{1}	$<10^{-6}$	1.71	$<10^{-6}$	$<10^{-6}$	$<10^{-6}$	$<10^{-6}$	$<10^{-6}$
0—1	1.07×10^{1}		1.60×10^{-1}					
1—2	6.39		1.39×10^{-1}					
2—3	4.09		9.79×10^{-1}					
3—4	2.39		6.33×10^{-1}					
4—5	1.30		3.45×10^{-1}					
5—6	7.24×10^{-1}		1.52×10^{-1}					
6—7	3.56×10^{-1}		6.68×10^{-2}					
7—8	1.73×10^{-1}		3.29×10^{-2}					
8—9	6.98×10^{-2}		5.96×10^{-3}					
9—10	2.02×10^{-2}		3.91×10^{-3}					
10—11	6.39×10^{-3}		2.20×10^{-3}					
11—12	3.43×10^{-3}		1.30×10^{-3}					
12—13	1.88×10^{-3}		7.57×10^{-4}					
13—14	4.68×10^{-4}		4.53×10^{-4}					
14—15	2.24×10^{-4}		2.08×10^{-4}					
15—16	1.48×10^{-4}		1.36×10^{-4}					
16—17	1.11×10^{-4}		1.02×10^{-4}					
17—18	8.58×10^{-5}		7.41×10^{-5}					
18—19	6.15×10^{-5}		5.98×10^{-5}					
19—20	5.28×10^{-5}		4.80×10^{-5}					
20—21	4.24×10^{-5}		3.84×10^{-5}					
21—22	4.17×10^{-5}		3.52×10^{-5}					
22—23	3.59×10^{-5}		3.21×10^{-5}					
23—24	3.27×10^{-5}		2.92×10^{-5}					

高度（公里）	热带		中纬度地区			
			夏季		冬季	
	分子吸收 k_m(公里$^{-1}$)	分子散射 σ_m(公里$^{-1}$)	分子吸收 k_m(公里$^{-1}$)	分子散射 σ_m(公里$^{-1}$)	分子吸收 k_m(公里$^{-1}$)	分子散射 σ_m(公里$^{-1}$)
24—25	2.85×10^{-5}		3.17×10^{-5}		2.94×10^{-5}	
25—30	1.64×10^{-5}		1.74×10^{-5}		1.58×10^{-5}	
30—35	4.02×10^{-6}		4.32×10^{-6}		3.83×10^{-6}	
35—40	$<10^{-6}$		$<10^{-6}$		$<10^{-6}$	
40—45						
45—50						
50—70						
70—100						

k_m 例外。这种限制条件是正确的，因为散射系数和气溶胶的吸收系数与波长的变化关系是接近线性的，而分子吸收的光谱变化是很快的。散射和吸收系数与高度的关系都可以采用线性内插法。在设计这些表格时已保证对高度的线性内插法达到 ±5% 的精度。如果给定的大气条件与第一节所列举的各种模型之一种相差很大时，可能会引起更大的误差。

再强调一句：在表 16-5 的分子吸收系数 k_m 之间切勿对波长使用内插法。

二、激光频率表

我们列出的大气吸收和散射系数表必须限制在特定的频率范围以内。因此我们选用了常用的激光波长表（表 16-6），并在表 16-5 中列出了常用激光波长的各种系数值。

三、散射系数与吸收系数

在第一节中规定的每一种大气模型都是用来计算表 16-5 中各种激光波长的吸收和散射系数的。计算这些系数的大气高度是 0，1，2……公里，然后按对数内插法对每一层进一步选取。表 16-5 中给出的气溶胶衰减系数与第一节第三项中的晴朗大气和云雾大气相对应，并且对所有地区和季节的模型都是相同的。表 16-5 中所列的 k_m 和σ_m 是分子吸收和散射系数、k_a 和 σ_a 是气溶胶微粒的吸收和散射系数。这 4 种消光系数对每种模型都是高度的函数。如果需要求出总衰减系数，可将此 4 种系数相加起来得之

$$\gamma = k_m + \sigma_m + k_a + \sigma_a \tag{16-13}$$

第四节 波长为0.25—25微米的低分辨大气透射率

在第三节中给出的计算方法适用于无穷大分辨率（用单色光计算）的透射率。在实际中不可能使用纯单一的频率来进行辐射透射率的测量，而是用接收器测量光谱范围$\Delta\nu$ 的平均值 $\overline{\tau}_{\Delta\nu}(\nu)$

$$\overline{\tau}_{\Delta\nu}(\nu) = \frac{1}{\Delta\nu}\int \tau(\nu)d\nu \tag{16-14}$$

续表

	近北极区				晴		阴	
	夏季		冬季		气溶胶吸收 k_a (公里$^{-1}$)	气溶胶散射 σ_a (公里$^{-1}$)	气溶胶吸收 k_a (公里$^{-1}$)	气溶胶散射 σ_a(公里$^{-1}$)
	分子吸收 k_m (公里$^{-1}$)	分子散射 σ_m (公里$^{-1}$)	分子吸收 k_m (公里$^{-1}$)	分子散射 σ_m (公里$^{-1}$)				
	2.95×10^{-5}		2.64×10^{-5}					
	1.74×10^{-5}		1.50×10^{-5}					
	4.36×10^{-6}		3.56×10^{-6}					
	$<10^{-6}$		$<10^{-6}$					

表 16-6 激 光 波 长

波 长 (微米)	辐 射 源
0.3371	氮
0.4880	氩
0.5145	氩
0.6328	氦氖
0.6943	红宝石
0.86	砷化镓
1.06	钕玻璃
1.536	铒玻璃
3.39255	氦氖
10.591	二氧化碳
27.9	水蒸汽
337	氰化氢

式中，ν 是光谱范围 $\Delta\nu$ 的中心频率。所以在许多应用场合下，我们感兴趣的是在比较宽的光谱范围内求出大气透射率的平均值，即低分辨的透射率。

这样一来，透射率这一术语是带有某些模糊含义的，除非是标注出取平均值的光谱范围 $\Delta\nu$。这一点对分子吸收尤为重要，因为它的吸收系数 k_m 受频率变化的影响是相当大的。由于 km 受频率变化的影响很大，所以一般来说平均透射率 $\overline{\tau}$ 不能遵守方程（16-3）的指数定律规则，即

$$\overline{\tau}_{\Delta\nu}(\nu)=\frac{1}{\Delta\nu}\int\exp[-km(v)\Delta L]dv\neq\exp[-\overline{K}(v)\Delta L] \qquad (16\text{-}15)$$

式中，k_m 代表方程（16-9）中的纯单色分子吸收系数，$\overline{K}$ 是平均吸收系数，在大多数情况下 $\Delta\nu$ 比光谱线的半宽度要大很多〔参见方程（16-8）〕，所以不能使用这一平均吸收系数。

另一方面，分子散射系数 σ_m、气溶胶微粒散射和吸收系数 σ_a 和 k_a 随波长的变化比较缓慢〔见方程（16-4a）和（16-4b）〕，而且其平均透射率（可以很容易从单色值中用内插法求得——参阅图16-3和16-4）是服从简单的指数定律〔方程（16-3）〕的，此时只需假设能够观察到定向发射的光束[11]。

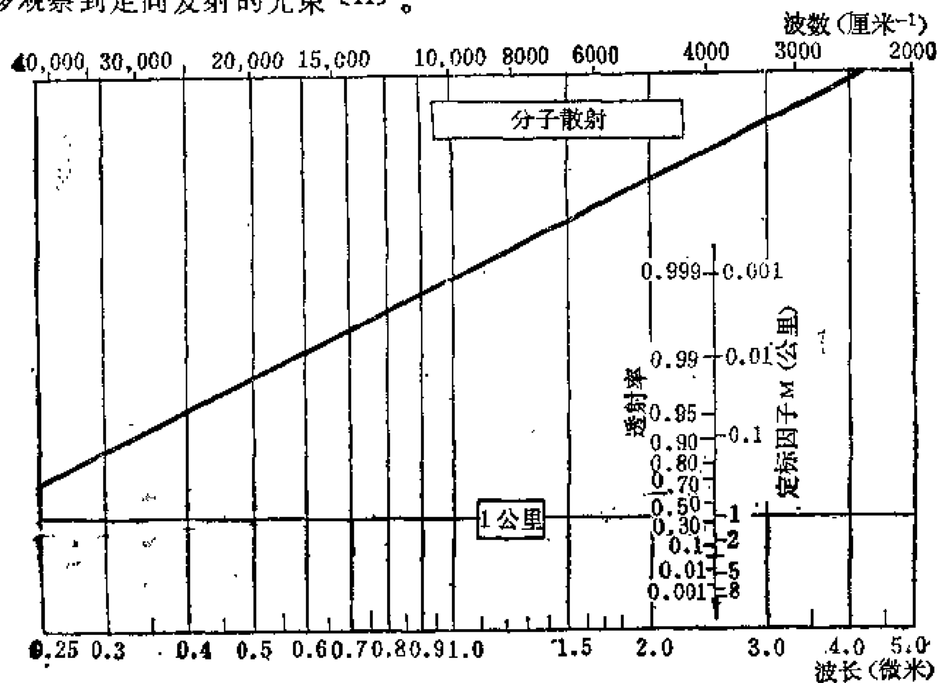


图16-3　分子散射透射率的预测图

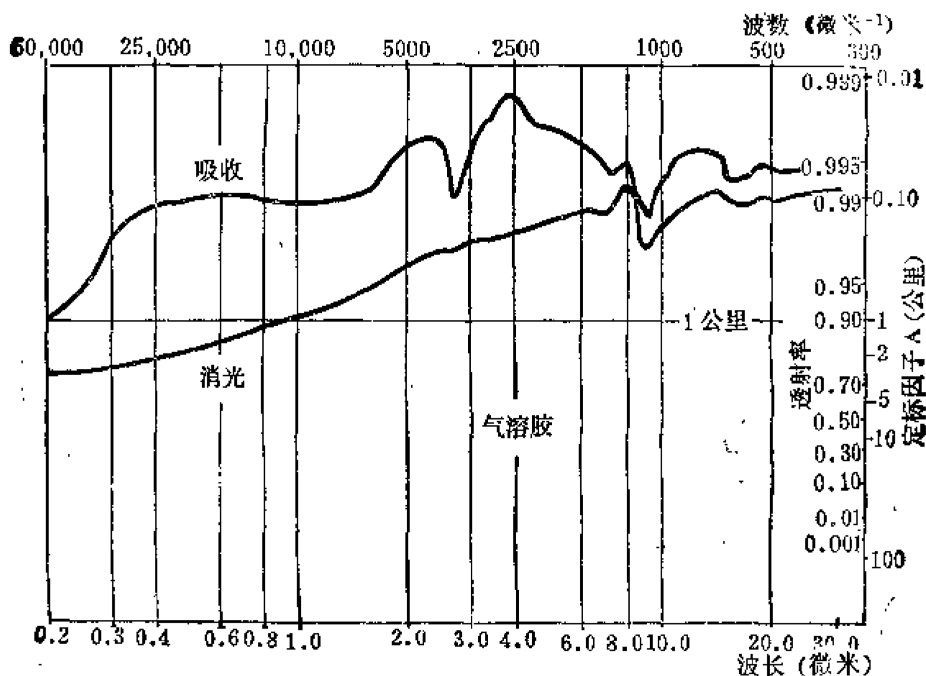


图16-4　气溶胶大气透射率的预测图　$\tau_{消光}=\tau_{散射}\cdot\tau_{吸收}$

有4种基本方法可以计算分子吸收大气路径的低分辨透射率：①在要求的路径上进行直接测量，②在实验室模拟条件下进行测量，③按光谱参数的详细数据计算出每一条谱线（单色）的透射率（参阅第二节），然后在全部要求的光谱范围内取平均值，④按频带模型方法（带模法）进行计算（可以在实验室内或在外场测量透射率，也可以根据实际谱线数

据计算）。

从计算的观点出发，第 3 种方法需要进行大量计算工作和消耗大量计算时间，所以第 4 种方法是最常用的。

下面我们简要地讨论一下关于大气窗口区内的连续吸收问题（第四节，一），然后我们提出综合分子吸收计算中所使用的频带模型（第四节，二）并且给出对给定大气路径内的窄带吸收、连续吸收及散射（在 20 厘米$^{-1}$平均）的透射率预测图表。首先提出在要求的大气路径内计算有关吸收率的图表（第四节，三），并连同透射率图表（第四节，四）一起来单独计算下面几种透射率：①分子（窄带）吸收率（H_2O，O_3及均匀混合气体），②分子（连续）吸收率（H_2O，N_2），③分子（瑞利）散射，④气溶胶微粒消光（吸收及散射）对频率（波长）的函数。

最后必须把这些单独波长的透射率相乘在一起，得出该波长的总透射率，即

$$[\overline{\tau}_{\Delta\nu}(\nu)_{总}]=[\overline{\tau}_{\nu}(\nu)]_{窄带吸收}[\overline{\tau}_{\nu}(\nu)]_{连续吸收}[\overline{\tau}_{\nu}(\nu)]_{瑞利}[\overline{\tau}_{\nu}(\nu)]_{气溶胶}$$

一、大气窗口区内的连续吸收

通常把大气分子红外吸收较弱或吸收很小的几段光谱区间叫做大气窗口。曾经做过许多次尝试来测量这些窗口区的透明度。耶茨和泰勒[12]，斯特里特[13]曾得出结论认为近红外窗口的不透明度是受海平面气溶胶散射限制的。这一结论与本节第四部分气溶胶预测表的结果是一致的。

由于没有实验数据可供推导吸收带之间的分子吸收率，所以我们假设图 16-5—图 16-7 中的这些区间是零分子吸收区（这里有两种重要的例外情况）。这样一来，这些区间的衰减就完全只与分子和气溶胶的散射有关。

然而实验室可以提供 8—13 微米的水蒸汽连续频带[14]，[15]和中心靠近 4.3 微米的氮压力诱导频带（连续吸收）的吸收数据。氮频带的最强部分并不重要，因为它的中心位于CO_2最强区 4.3 微米的下面。但是氮吸收的范围超过CO_2的吸收区接近4.0微米，所以它成为占优势的区，并在10公里海平面内达到20%的吸收。

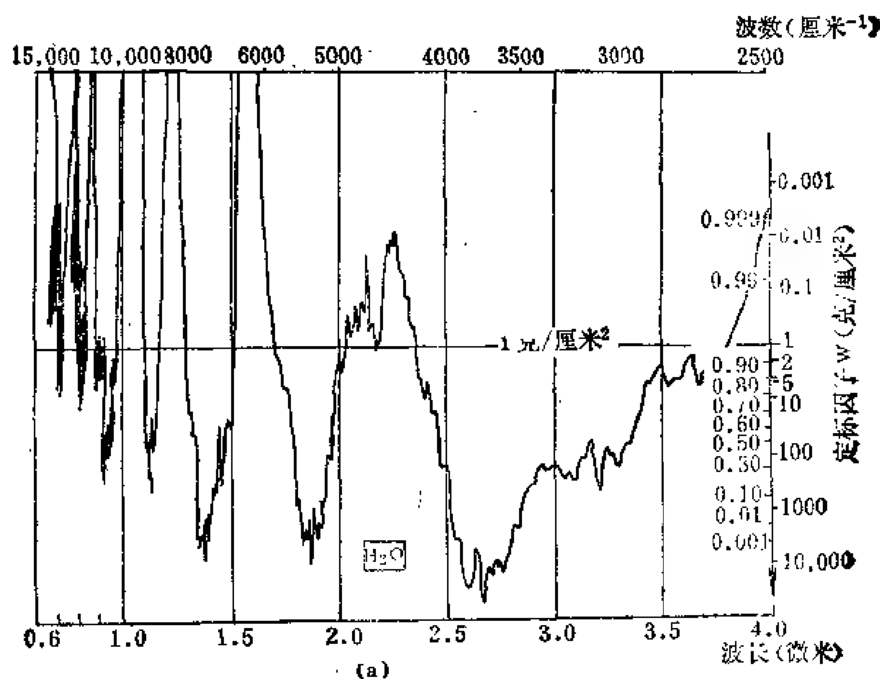


图 16-5　水蒸汽透射率预测图（a）0.6—1.6 微米，

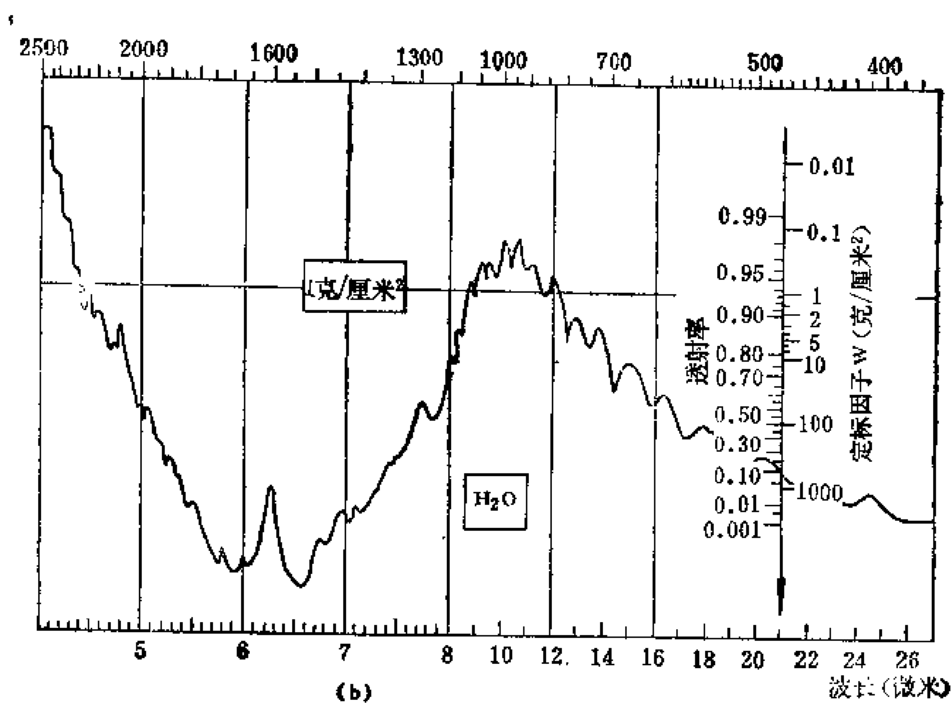


图16-5（b）4—26微米。

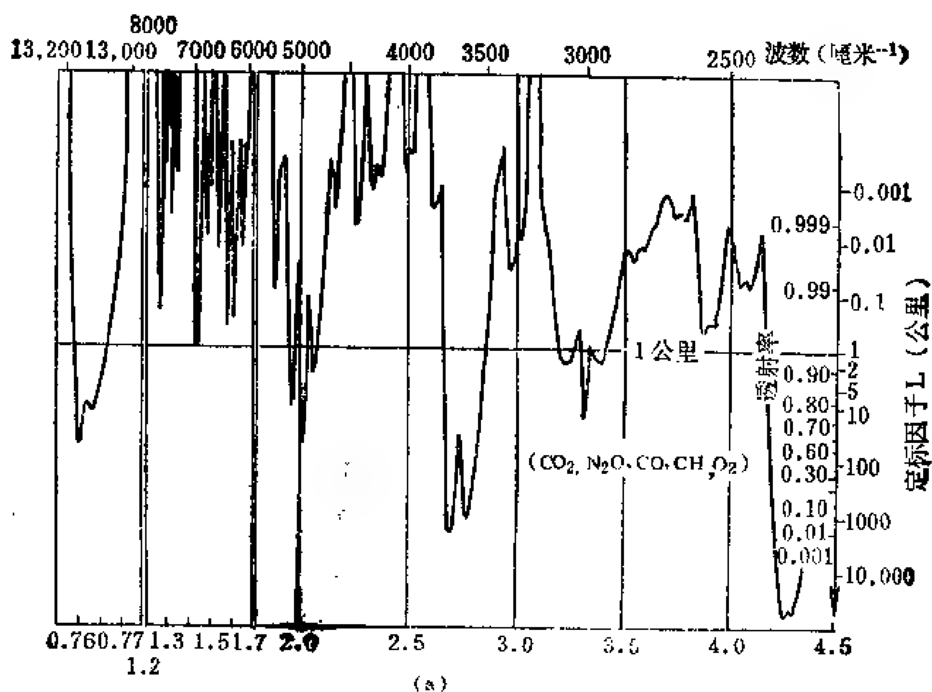


图16-6　均匀混合气体（C_2O，N_2O，CO，CH_4O_2）透射率的预测图

(a) 0.76—4.5微米

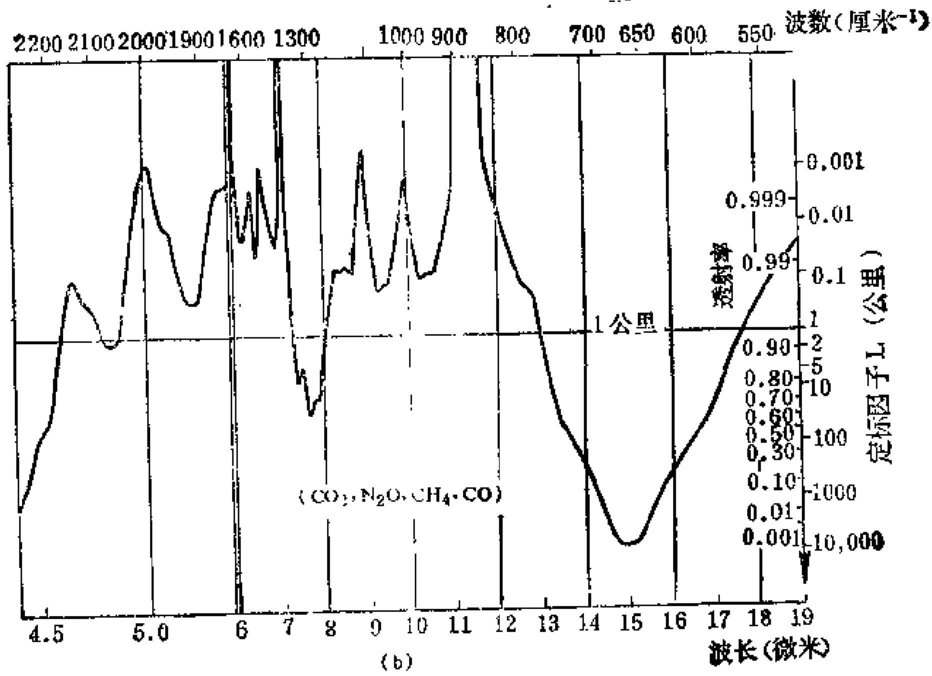


图 16-6（b）4.5—19微米

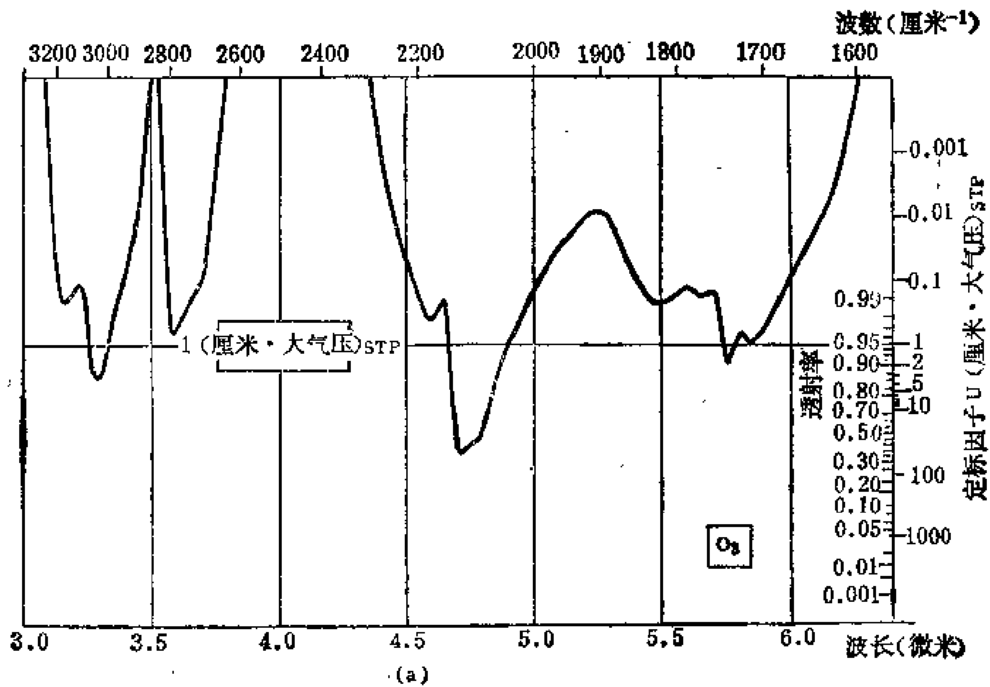


图 16-7　臭氧透射率的预测图（a）3—6.4微米，

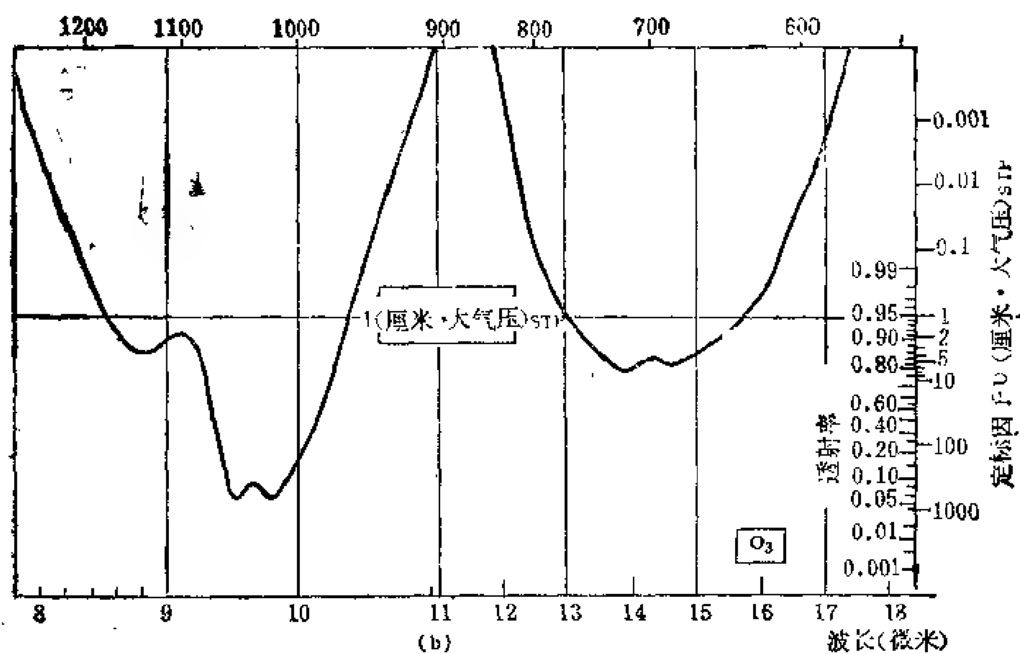


图16-7 (b) 8—18微米

由于这些吸收区的连续性因而透射率服从于简单的指数定律，在图 16-8 和 16-9 中的标尺上已经表明了这一点。

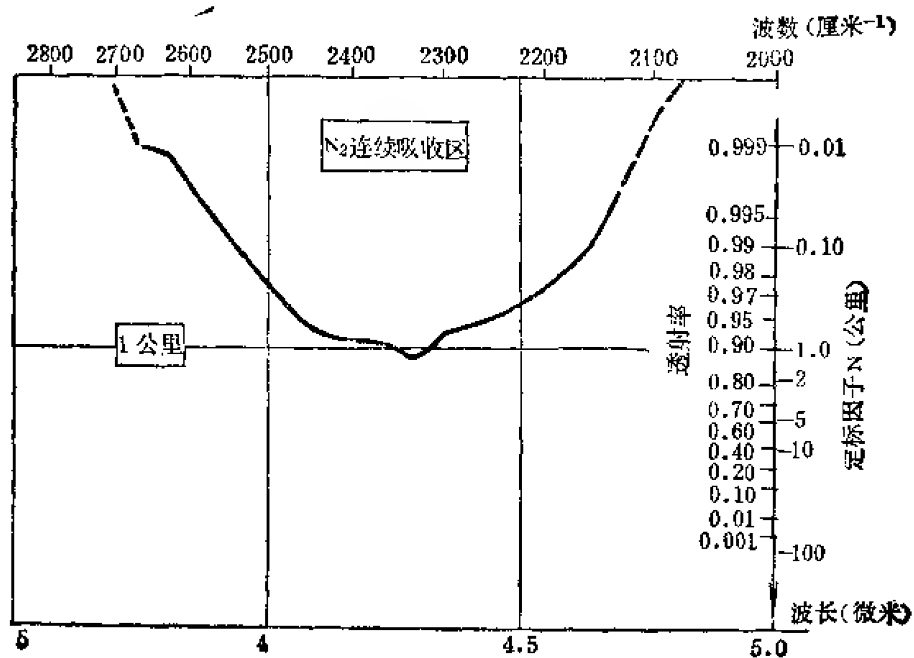


图 16-8 氮透射率的预测图

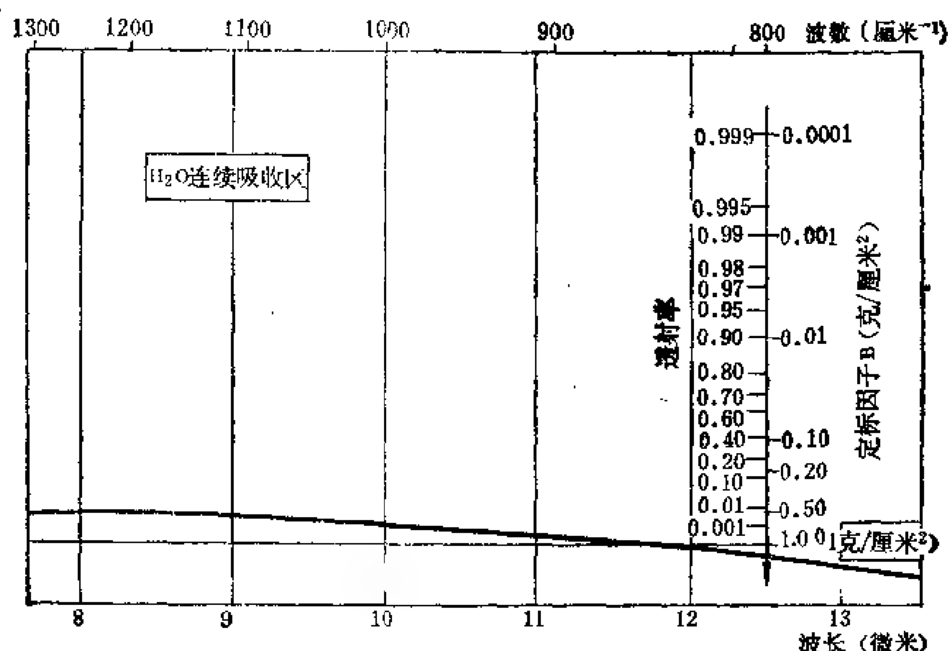


图 16-9　水蒸汽连续吸收的预测图

二、频带模型法（带模法）的概述

从原理上讲，一个频带的模型可以表示为一系列具有强度、半宽度和间隔的线光谱，为了表示实际频带中的某一部分线光谱的结构可以适当调节其间隔的大小。对某一特定频带的模型可以用数学表达式表示平均透射率（透射函数），例如

$$\overline{\tau}_{\Delta\nu}(\nu)=f[C(\nu),\Delta L,P] \tag{16-16}$$

式中　P——压力

ΔL——有效程长（或吸收浓度）

$C(\nu)$——与频率有关的吸收系数

目前已经研究出几种频带模型（古迪[16]；埃尔萨塞[17]，普拉斯[18]；金[19]；怀亚特[20]），埃尔萨塞和古迪的模型是最有名的。埃尔萨塞频带模型是由一系列等间隔的相同的罗伦兹型谱线组成〔见方程（16-7）〕。此模型已被应用在具有规则谱线结构的吸收谱带中，例如CO_2，N_2O，CO，CH_4和O_2的某些频带。另一方面古迪模型却假设频带是由几条具有指数强度分布的谱线组成，并带有不规则的谱线间隔。这些谱线也被认为具有洛伦兹形状。此模型通常被应用在具有不规则谱线结构的频带中，如H_2O，O_2的某些频带。

实际上已经利用实验透射率分别对每种吸收气体与波长有关的系数，即在给定$\overline{\tau}(\nu)$，ΔL和P值之后解方程式（16-16）即可得出。

随后又把用上述方法求得的吸收系数代入到频带模型透射函数〔方程（16-16）〕中，以便求出每种吸收物质对其他ΔL和P值时作为频率ν的函数$\overline{\tau}(\nu)$。最后，把每种频率的各种吸收物质平均透射率相乘起来，得出的乘积即为分子吸收的总平均透射率

$$\overline{\tau}_{\Delta\nu}(\nu)_{分子吸收}=[\overline{\tau}_{\Delta\nu}(\nu)]_{H_2O}[\overline{\tau}_{\nu}(\nu)]_{CO_2}[\overline{\tau}(\nu)]_{NO_2}[\overline{\tau}_{\Delta\nu}(\nu)]_{O_2}\cdots \tag{16-17}$$

已对常用的频带模型推导出更精确的解析式。但是这些解析式有时在使用中有很多困难，而只是在通用频带模型的两种极限条件下才能使用简单的近似式。这两个简单的近似式就是

著名的**弱谱线**和**谱强线**近似式〔见古迪[7]；普拉斯[18]〕,式中的透射率是吸收物质数量 ΔL 和压力对吸收物质乘积 $P\Delta L$ 的函数（在给定温度下）。

弱谱线近似式相当于指数定律，它只在谱线中心吸收（线中心吸收）很小的时候（一般是高压和低吸收量）才是正确的。不巧这种情况在地球大气中是很少有的情况。

强谱线近似式适用于谱线中心完全吸收的情况，增加吸收量会受到谱线边缘或两翼（线翼吸收）的限制。

在普拉斯[18]的著作中曾讨论过埃尔萨塞和古迪模型的强谱线和弱谱线近似式的适用范围。

在实际应用中大多数的问题都可以归结为强谱线近似式区域内或者是某种中间状态。看来对一些模型的强谱线近似式进行函数形式的对比是有意义的。

对埃尔萨塞模型是

$$\overline{\tau_{\Delta\nu}}(\nu) = 1 - \mathrm{erf}[C(\nu)\Delta L\, P]^{1/2} \tag{16-18}$$

式中 erf 是误差函数

$$\mathrm{erf}[z] = \frac{2}{\sqrt{\pi}}\int_z^\infty e^{-t^2}dt$$

$C(\nu)$是平均吸收系数，它可以写成第二节中的分子线光谱常数平均值的形式。

古迪模型的强谱线近似式形式如下

$$\overline{\tau_{\Delta\nu}}(\nu) = \exp[C'(\nu)\Delta L\, P]^{1/2} \tag{16-19}$$

式中 $C'(\nu)$的定义范围与上述 $C(\nu)$ 相同。

金[19]曾试图把上述表示为通式

$$\overline{\tau_{\Delta\nu}}(\nu) = f[C''(\nu)\Delta L\, P^n] \tag{16-20}$$

通式的用途是当 n 等于 0 或 1 时，平均透射率分别相当于弱谱线或强谱线的近似式。

我们根据实验数据和综合透射率数据对方程式（16-20）确定了三种经验透射率的函数，可以适用于 H_2O，O_3 和均匀混合气体。当 H_2O，$n = 0.9$，O_3 的 $n = 0.4$ 和均匀混合气体 $n = 0.75$ 时，方程（16-20）将在宽光谱范围内给出最合适的实验和理论数据。

相应的经验透射率函数，要比一般具有宽范围的压力和吸收物质的频带模型能给出更符合实验和综合透射率要求的数据。

下面介绍方程（16-20）中的参数 n 和函数 f 的计算方法。将方程（16-20）变换后取对数得

$$n \lg P + \lg \Delta L = \lg f^{-1}[\overline{\tau_{\Delta\nu}}(\nu)] - \lg C''(\nu) \tag{16-21}$$

于是当给定频率 ν 和平均透射率 $\overline{\tau_{\Delta\nu}}(\nu)$时，方程式（16-20）的右边等于常数。

可以从方程（16-21）中对宽频带和几个$\overline{\tau}$值取 n 的平均值。然后对每一频率画出 $\overline{\tau}$对 $\lg\Delta LP^n$ 点的位置,连成曲线就可以求得最佳平均曲线。此平均曲线可以构成经验的透射率函数并能表示出透射率的比例尺和预报图表（图 16-5—图 16-7）中的比例系数 lg（$\Delta L\, P^n$）。

关于常压程我们就讨论到此为止，在下面第三部分中我们将讨论频带模型在变压程中的应用。

三、等效常压程和吸收物质的数量

大气程可以划分为两种：常压程（即水平路径）大约可以达到100公里；斜程（或变

压程）。前者的范围受到地球曲率的限制。因为常压程的透射函数比变压程简单容易处理，所以可以把斜程问题简化为等效常压程，即把实际的斜程简化为每种波长都与实际斜程有相同透射率的常压程。

现在我们来讨论分子吸收（包括4.8—13微米的连续吸收）、分子散射和第一节中所介绍的各种大气模型的气溶胶消光，介绍等效海平面距离计算图表的构成及其应用方法。美国标准大气（1962）中规定的等效海平面距离与中纬度冬季模型的数据没有显著的差别。如果需要参考美国标准大气（1962）的数据可参阅麦克拉奇等著一书[21]的附录B。

（一）分子吸收

在大多数的实际应用中假设平均透射率与乘积ΔLP^n有关，其中ΔL是吸收物质的数量，P是压力。我们对第一节给出的五种大气模型分别规定出等效海平面的数据，作为某一种特定吸收物质在给定大气路程内ΔLP^n的平均值（简化为标准温度和压力），即给出$\Delta L_0\ (P/P_0)^n$，式中的0表示标准温度和压力。

因为H_2O和O_2在大气中是不均匀的分布，所以这两种气体我们不列入均匀混合气体之内而单独考虑。

水蒸汽的n值等于0.9，且$\Delta L_0(P/P_0)^n=Rw(z)(P/P_0)^{0.9}$，式中$w(z)$是水蒸汽在高度$z$的浓度，以每平方厘米每公里的克数为单位（按表16-1数据）；R为距离，以公里计。因为$w(z)$是以质量单位给出，所以不需要为简化成标准温度和压力而加修正值。图16-10和图16-11分别给出了w_h和w_v随高度变化的关系，下标h和v分别表示水平和垂直程。w_h，w_v分别为

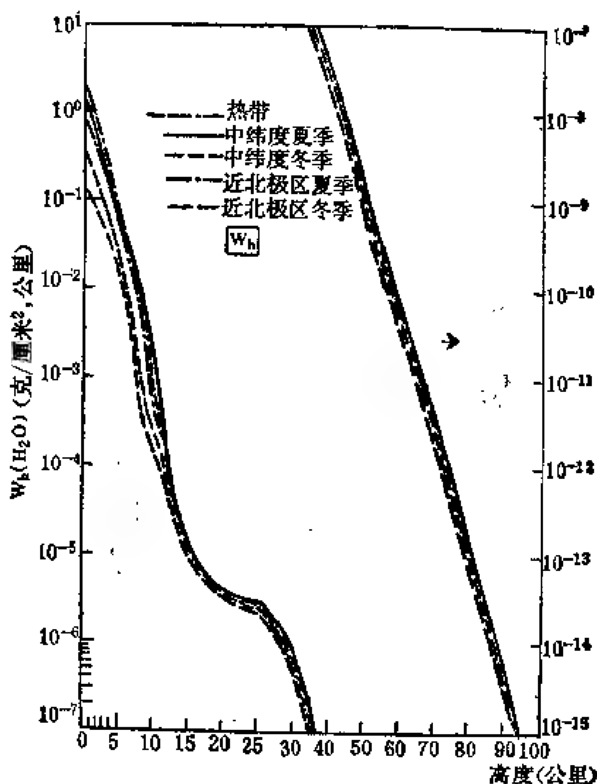


图16-10 水平大气程的水蒸汽等效海平面距离与高度的函数关系

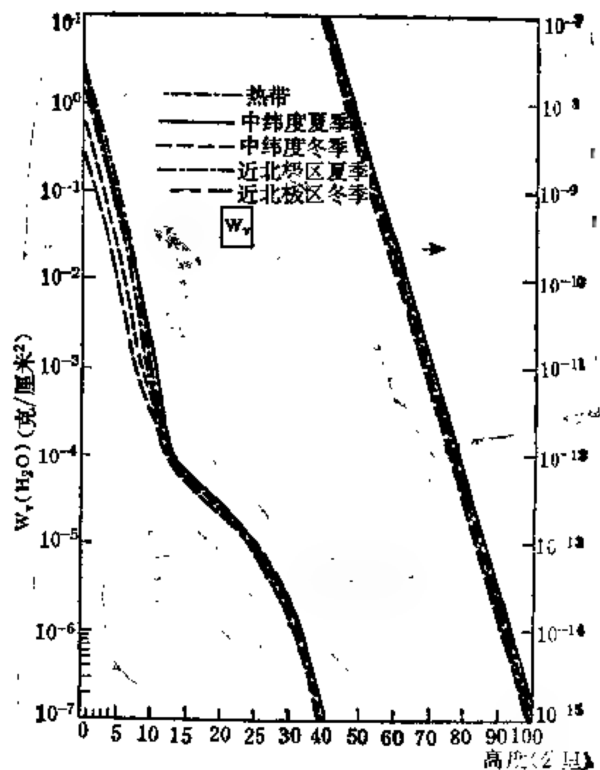


图16-11 垂直大气程的水蒸汽等效海平面距离与高度的函数关系

$$w_h = w(z)\left(\frac{P}{P_0}\right)^{0.9}, \quad w_v = \int_z^\infty w(z)\left(\frac{P}{P_0}\right)^{0.9} dz$$

对均匀混合气体来说，n 为 0.75，但是当高度为 z 时在距离为 R 的水平程上吸收物质的浓度 ΔL_0（简化为标准温度和压力）由下面公式表示

$$\Delta L_0 = CR\frac{P}{P_0}\frac{T_0}{T}$$

式中，c 是吸收气体的体积百万分比浓度（见表 16-2 和第八节，一）。P 和 T 分别表示在高度 z 上的压力和温度。这时我们可有下式

$$\Delta L_0\left(\frac{P}{P_0}\right)^n \propto \left(\frac{P}{P_0}\right)^{1.75} \frac{T_0}{T}$$

图 16-12 和图 16-13 给出了下面两式随高度变化的关系（分别以 l_h 和 l_v 表示）

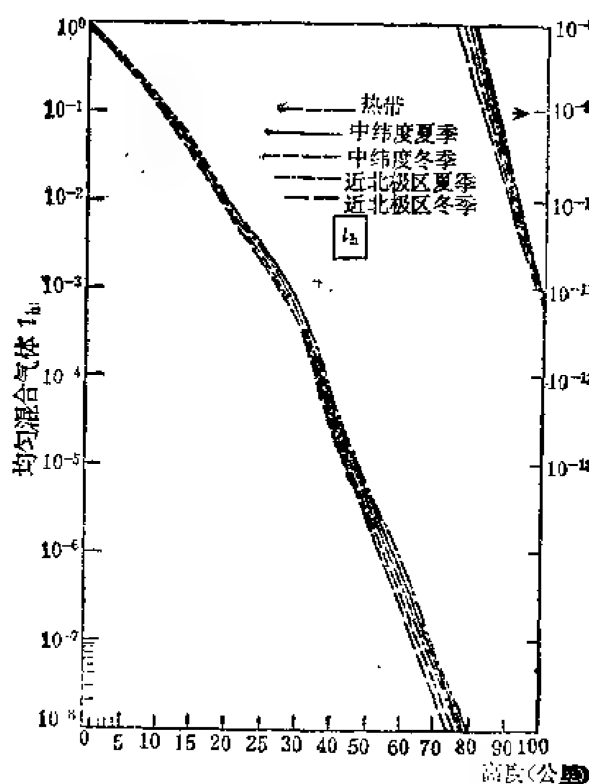


图 16-12　水平大气程的均匀混合气体等效海平面距离与高度的函数关系

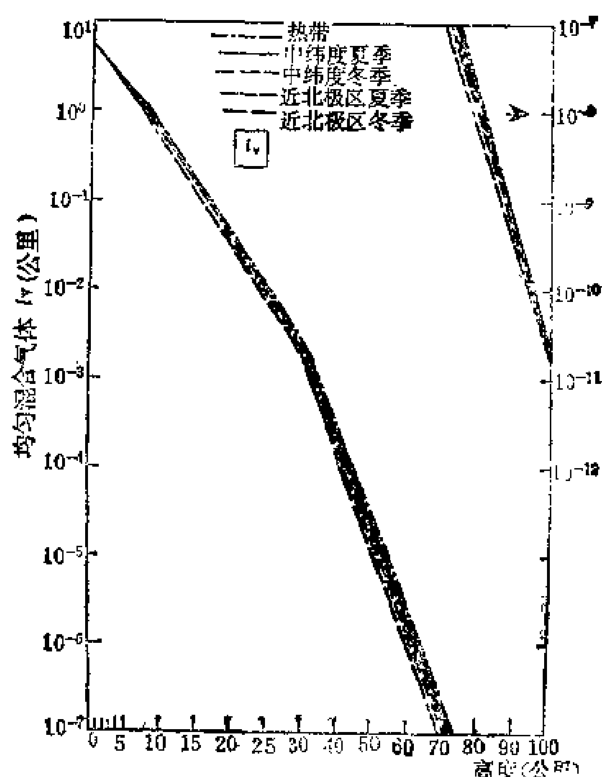


图 16-13　垂直大气程的均匀混合气体等效海平面距离与高度的函数关系

$$l_h = \left(\frac{P}{P_0}\right)^{1.75} \frac{T_0}{T} \text{ 和 } l_v = \int_z^\infty \left(\frac{P}{P_0}\right)^{1.75} \frac{T_0}{T} dz$$

对臭氧层来说，n 为 0.4（见第四节，二）并有

$$\Delta L_0\left(\frac{P}{P_0}\right)^n = u(z)\left(\frac{P}{P_0}\right)^{0.4}$$

式中，$u(z)$ 是臭氧浓度，以每公里在标准温度和压力下的厘米—大气压为单位(按表16-1)。图 16-14 和图 16-15 给出了下面两式随高度变化的关系（分别以 u_h 和 u_v 表示）

$$u_h = u(z)\left(\frac{P}{P_0}\right)^{0.4} \text{ 和 } u_v = \int_z^\infty u(z)\left(\frac{P}{P_0}\right)^{0.4} dz$$

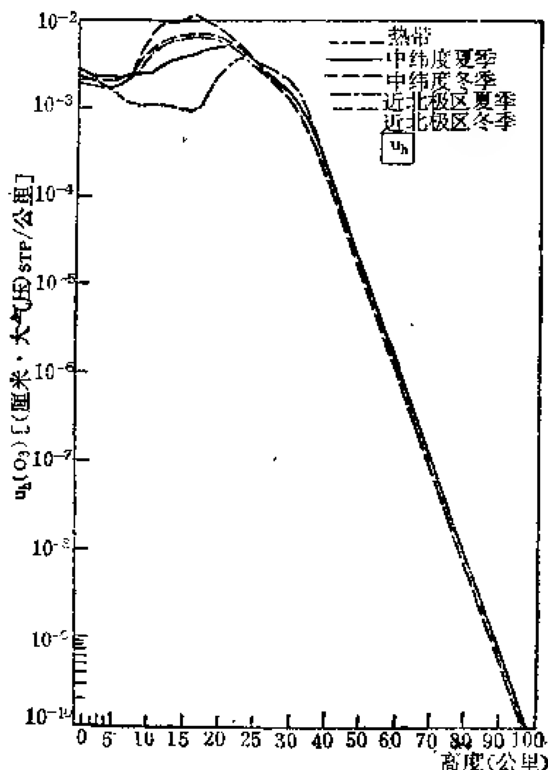


图 16-14　水平大气程的臭氧层等效海平面距离与高度的函数关系

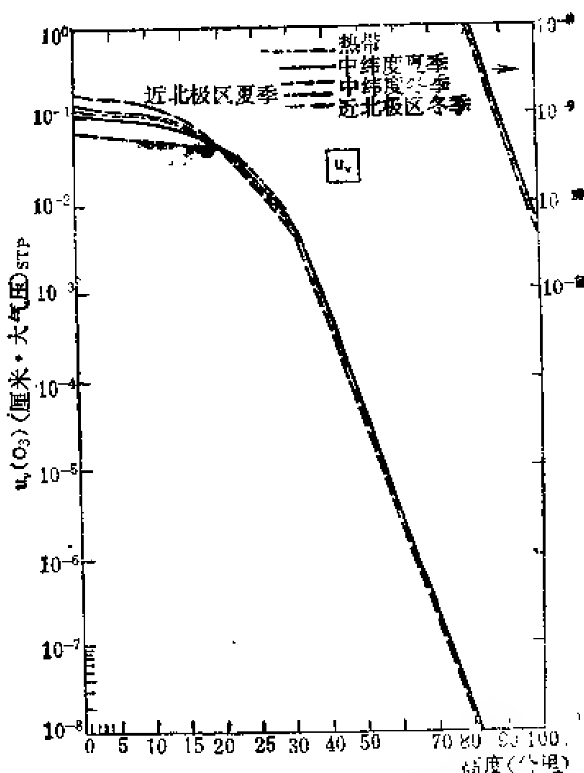


图 16-15　垂直大气程的臭氧层等效海平面距离与高度的函数关系

(二) 氮的连续吸收带区 (4 微米)

氮碰撞感生频带产生的吸收与压力的平方成正比。在高度为 z 水平程为 R 的有效吸收物质数量（简化为标准温度和压力）是

$$cR\left(\frac{P}{P_0}\right)^2\frac{T_0}{T}$$

图 16-16 和图 16-17 分别给出了水平程和垂直程时 n_h, n_v 随高度变化的关系，n_h, n_v 分别表示为

$$n_h=\left(\frac{P}{P_0}\right)^2\frac{T_0}{T}\quad 和\quad n_v=\int_z^{\infty}\left(\frac{P}{P_0}\right)^2\frac{T_0}{T}dz$$

(三) 水蒸汽连续吸收

水蒸汽连续吸收的实验测量证明了水蒸汽分子本身的扩展比其他大气分子引起的扩展更重要[14]。对水蒸汽连续吸收所适用的等效海平面吸收物质的数量可用下式表示

$$b_h=\frac{1}{P_0}[p_{H_2O}+0.005(P-p_{H_2O})]w(z)$$

式中，P 是总压力，p_{H_2O} 是水蒸汽的分压力 [$p_{H_2O}=4.56\times10^{-5}w(z)T(z)$ 大气压，式中常数等于标准气体常数与水蒸汽分子量之比]，$w(z)$是从表 16-1 中得到的高度为 z 时每公里距离上每平方厘米的水蒸汽克数。垂直程时等效海平面数据的乘式如下

$$b_v(z)=\int_z^{\infty}\frac{1}{P_0}[p_{H_2O}+0.005(P-p_{H_2O})]w(z)dz$$

图 16-18 和图 16-19 中给出了此函数随高度变化的关系，分别以 b_h 和 b_v 表示。

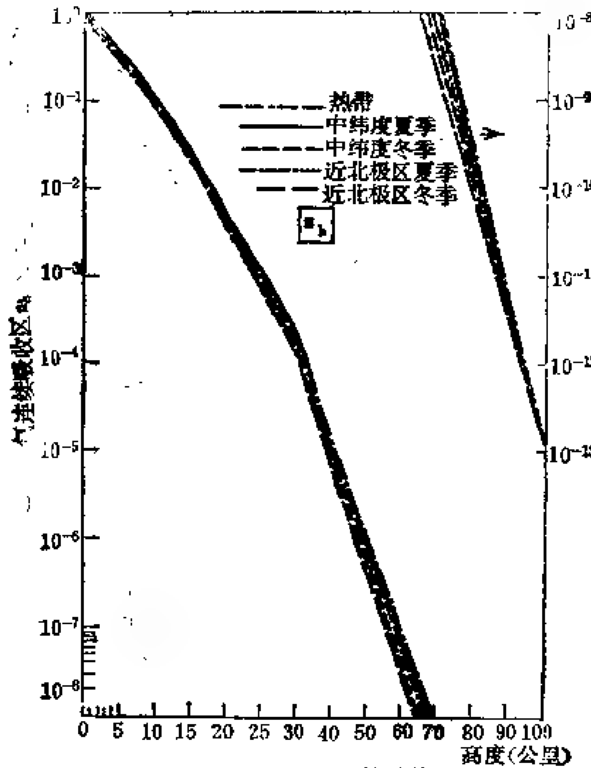


图 16-16　水平大气程的氮等效海平面距离与高度的函数关系

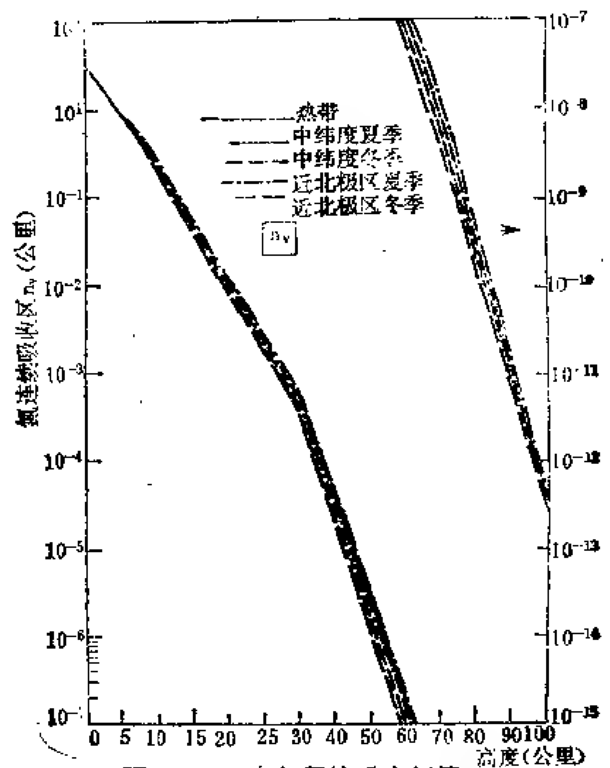


图 16-17　大气程的垂直氮等效海平面距离与高度的函数关系

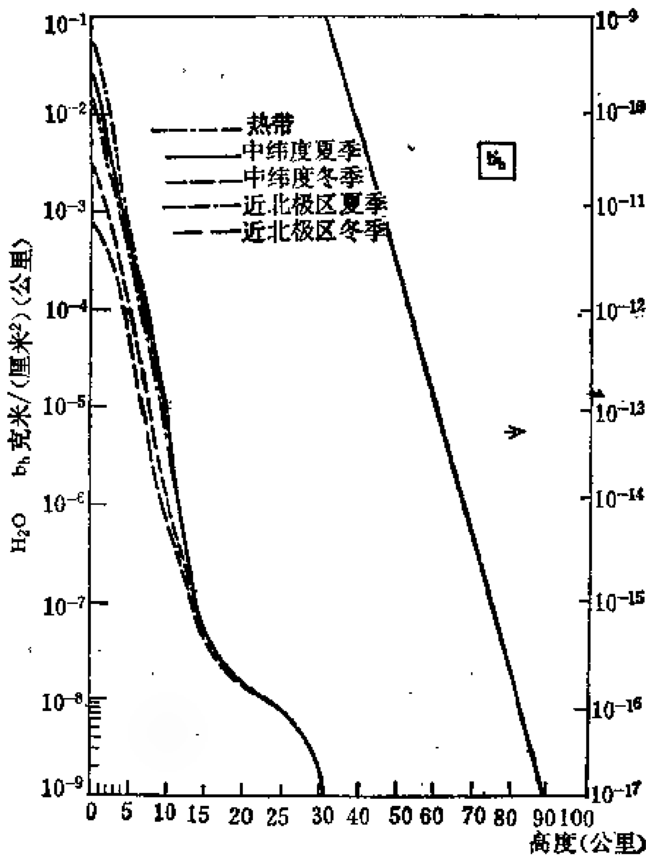


图 16-18　水平大气程的水蒸汽等效海平面距离与高度的函数关系

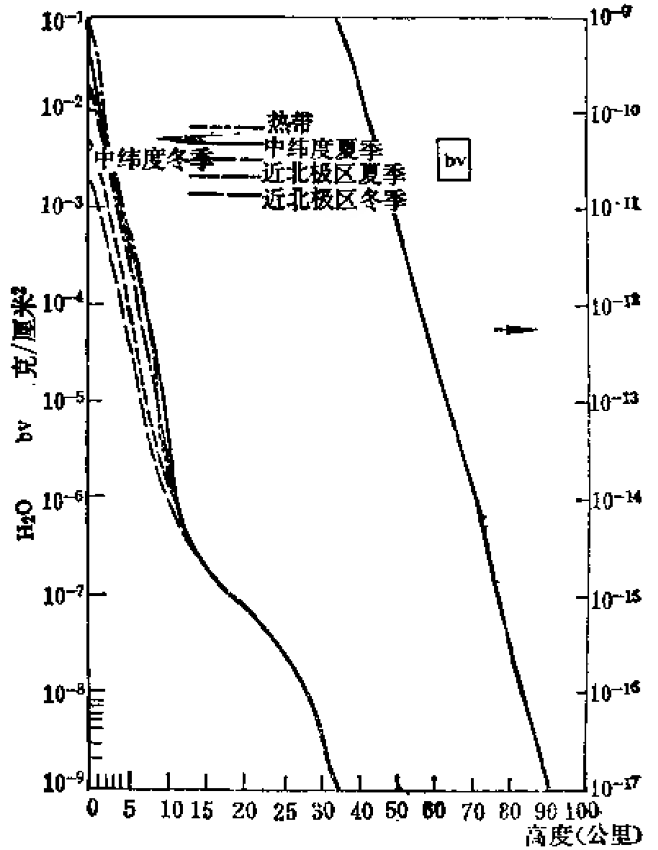


图 16-19　垂直大气程的水蒸汽等效海平面距离与高度的函数关系

（四）分子散射

分子散射是大气密度 $\rho(z)$ 的函数（第二节）。图 16-20 和图 16-21 对第一节中的 5 种大气模型给出了 $\rho(z)/\rho_0$ 和 $\int_z^\infty \frac{\rho(z)}{\rho_0}dz$ 随高度 z 变化的关系（分别以 m_h 和 m_v 表示），式中的 ρ_0 代表标准温度和压力下的空气密度。

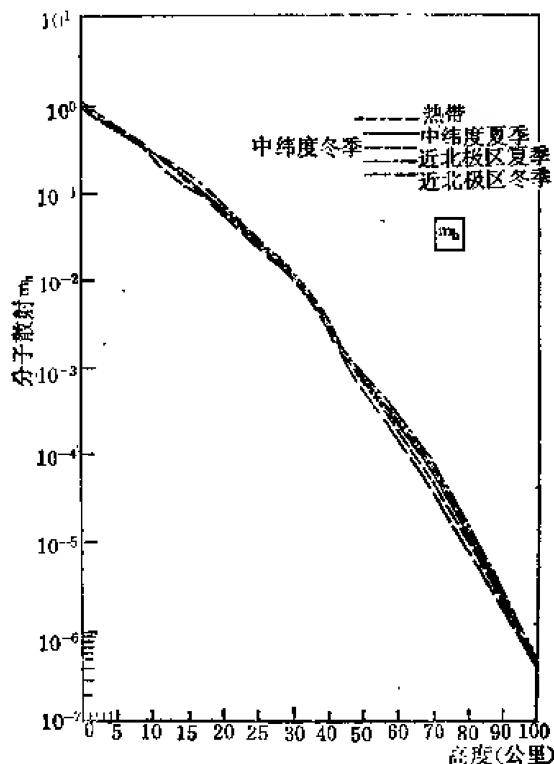


图 16-20　水平大气程的分子等效海平面距离与高度的函数关系

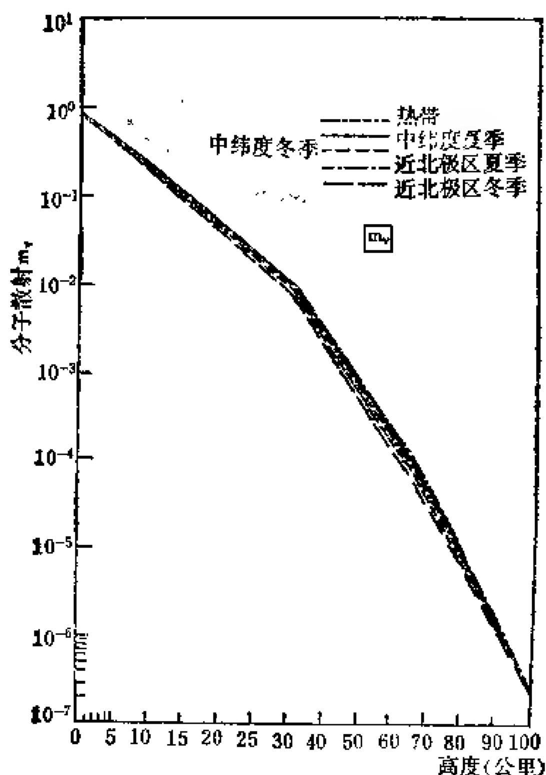


图 16-21　垂直大气程的分子散射等效海平面距离与高度的函数关系

（五）气溶胶消光

气溶胶消光在给定的尺寸分布函数条件下（第一节，三）是气溶胶密度 $N(z)$ 高度变化的函数。图 16-22 和图 16-23 给出了第一节里所介绍的两种阴云模型 $N(z)/N_0$ 和 $\int_z^\infty \frac{N(z)}{N_0}dz$ 随着高度而变化的关系（分别以 a_h 和 a_v 表示），式中的 N_0 是能见度为 23 公里时气溶胶在海平面上每立方厘米的密度值。

（六）等效路程图的使用方法

现在我们来分析在给定大气程的条件下如何得到 H_2O、O_3、均匀混合气体、氮和水蒸汽的连续吸收、分子散射和气溶胶消光的等效海平面数据，上面的大气成份分别以 W、U，L，N，B，M 和 A 表示。在这种情况下不需要考虑这些量值的单位问题，这些单位已经在第四节，的预测表中选择好了。在第八节，二中我们将单独讨论单位的问题。

图 16-10—图 16-23 中给出了有关的量值在水平和垂直程（分别以 h 和 v 表示）时随高度而变化的关系。通过下面示例就可以清楚地说明上面这些图表的用法。

水平路径　当水平程的距离为 R（$<$100 公里）高度为 z 时为了计算等效海平面的数据只需要简单地把 $w_h, l_h, u_h, n_h, b_h, m_h$ 和 a_h（从图 16-10，16-12，16-14，16-16，16-

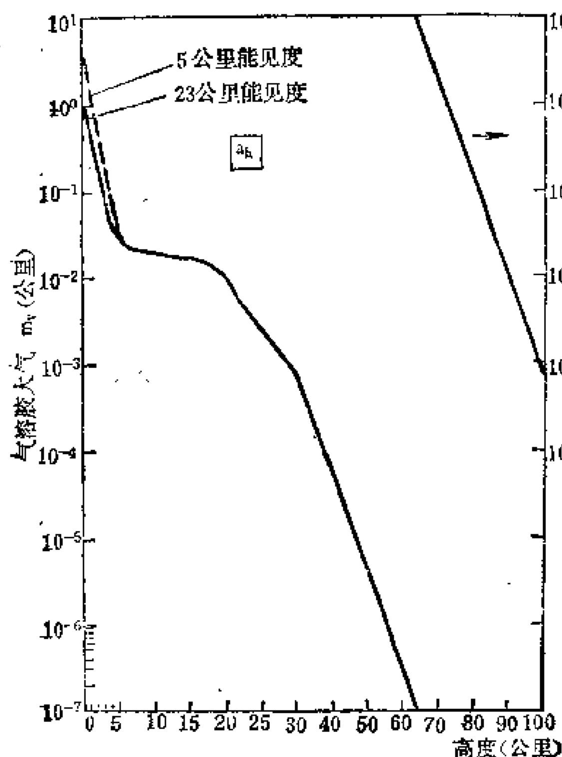


图 16-22　水平大气程的气溶胶消光等效海平面赏程与高度的函数关系

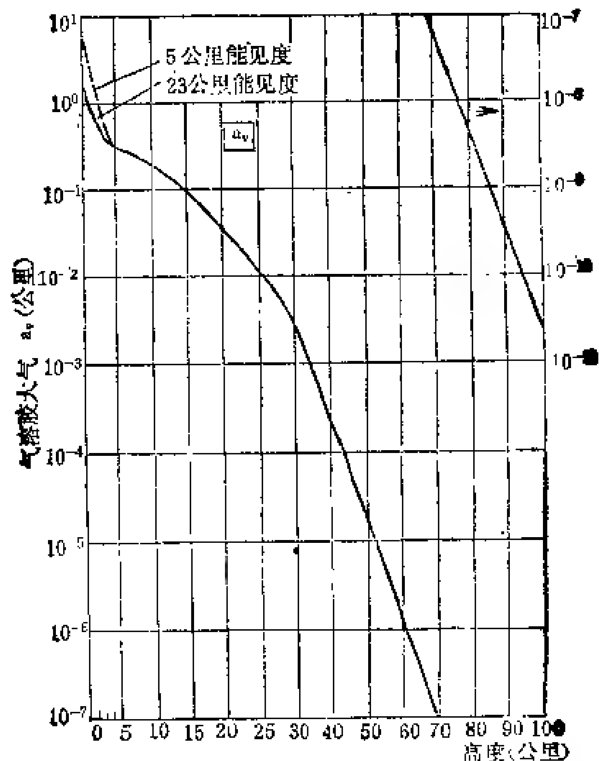


图 16-23　垂直大气程的气溶胶消光等海平面程路与高度的函数关系

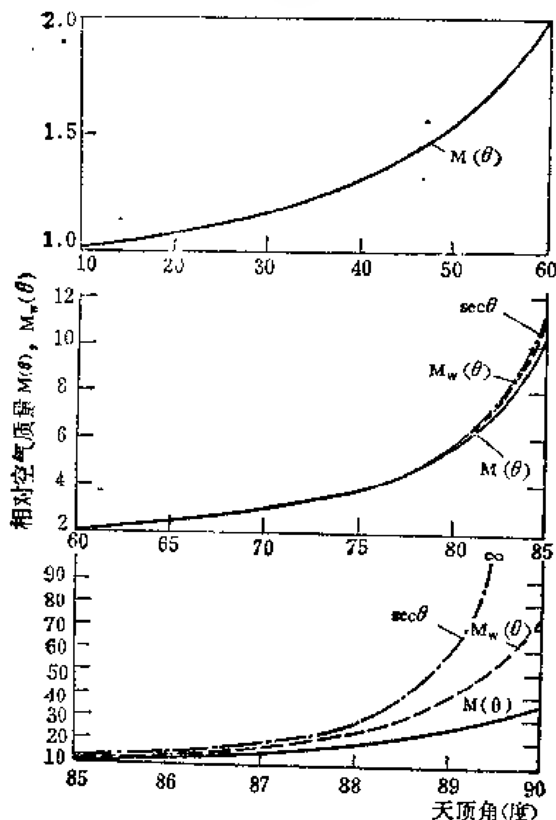


图 16-24　相对空气质量 M(θ)与含水蒸汽大气的 M_W(θ)的比较，M(θ)是天顶角 θ 的函数，(θ<60°，$M_W(\theta)=Mw(\theta)=\sec\theta$)。

18，16-20，16-22 中适当的高度 z 上得到）的每个数值乘以R（以公里为单位）。例如水蒸汽的分子谱线吸收W的公式如下

$$W=w_h(z)R \tag{16-22}$$

斜程　当天顶角为 θ 时从高度 Z 到大气顶点计算斜程的等效海平面数据（W，L，U，N，BM和A）的方法是把 w_v，l_v，u_v，b_v，m_v 和 a_v（按图16-11，16-13，16-15，16-17，16-19，16-21，16-23 的适当高度 z 选取）的每一数值乘以$\sec\theta$（$\theta<80°$）。例如，水蒸汽的分子谱线吸收公式如下

$$W=w_v(z)\sec\theta \tag{16-22a}$$

当 $\theta>80°$ 时，$\sec\theta$ 应代之以图 16-24 中的 $M(\theta)$（见第六节）。对介于高度 z_1 和 z 之间的斜程R，水蒸汽分子谱线吸收值W 可以按下面公式求得

$$W=[w_v(z_1)-w_v(z_2)]\frac{R}{z_2-z_1} \tag{16-23}$$

同理可求得 L，U，N，B，M 和 A。

第六节中总结了大气折射和地球曲率的修正系数。在计算得出 W，B（每平方厘米的克数）；U（在标准温度和压力下以厘米—大气压为单位）；L，N，M，A（以公里为单位）各数值之后就可以使用图 16-3—图16-9 的预测图表了。

四、预测图表的说明和使用方法

本节的目的是提出预测大气透射率（低分辨）的简单方法，这种方法可以适用于比较宽的光谱范围和较远的大气路程。此方法原来是由阿特休勒 [22] 提出来的，尽管它完全是依据经验数据提出来的，但它是能满足上述要求的最全面的方法。从这一角度出发，有许多人试图进一步简化阿特休勒的方法并充实以最新的实验数据和外场测量的透射率数据 [23]，同时按每一条谱线进行了分子吸收计算（参见第四节），并在全光谱区内（$\Delta\nu=20$厘米$^{-1}$）算出了平均值。

图 16-3—图16-9 给出了水蒸汽（H_2O）、臭氧(O_3)、均匀混合气体（CO_2，N_2O，CH_4，CO，O_2）、氮 4 微米连续吸收、水蒸汽 8—13 微米连续吸收的分子光谱吸收透射率，给出了分子散射以及气溶胶消光和吸收曲线图。必须指出，各种均匀混合气体可以合成一个曲线图（图 16-6），同样是等效的（按表 16-2 中的混合比例）。

每个图都相对某一有效海平面距离或吸收物质数量的水平基线给出了随波长而变化的衰减系数变化。每个图中也给出了一组定标因子（吸收物质数量）的垂直透射率比例尺。为了有效地使用这些图表，必须在透明纸上画出透射率的比例尺并标出每个图的比例系数。

如果把透射率比例尺放在相应的图表上面，并且把基线对准在定标因子为 1 的位置上（如图 16-5(b)所示)，这时可以读出作为波长函数的透射率（H_2O 为 1 克/厘米^2 时）。只要把图表平移到透射率比例尺对准需要的波长上，这时就可以在曲线的交点上读出透射率的读数。例如图 16-5(b)比例尺对准在 21 微米上，这时就可以读出 H_2O●，$W=1$ 克厘米^2 时的透射率是 0.10。如果要求不同吸收物质数量的透射率，例如 $W=10$ 克/厘米^2 时，只需把透射率比例尺垂直移动到定标因子 10 和基线重合就可以了。然后再将比例尺平移到所需波长上，按上述方法读出透射率的数值。

图 16－3,4,6,7,8,9，图 16-25 和图 16-26均采用此种方法，只是吸收物质量的标尺对O_3（图 16-7 和 16-25）表示（1 厘米-大气压)$_{STP}$，对水蒸汽连续吸收（图16-9）则表示 1 克/厘米^2，而对其余图表则表示 1 公里。

这样一来，在图 16-3—图 16-9 上沿水平方向移动透射率比例尺对准所需的波长值并沿垂直方向移动透射率比例尺对准适当的等效海平面数据（W，U，L，N，B，M或 A），就可以画出低分辨透射率的光谱（$\Delta\nu=20$厘米$^{-1}$）。

在第四节中对第一节中规定的 10 种大气模型以适当的单位，分别给出了给定大气程的等效海平面吸收物质量 W，U，L，N，B，M 和 A的计算方法。当对大气程已给定有关的气象参数时，这些量值也可以用第八节中的方法进行计算。

五、波长从0.25到0.75微米的吸收

吸收光谱从 0.25 到 0.75 微米的大气分子是臭氧层。在这一光谱范围内也有水蒸汽和氧

●这种情况相当于 1 公里海平面距离，$T=15^{\circ}C$，相对湿度78%时的水蒸汽量（见第八节）。

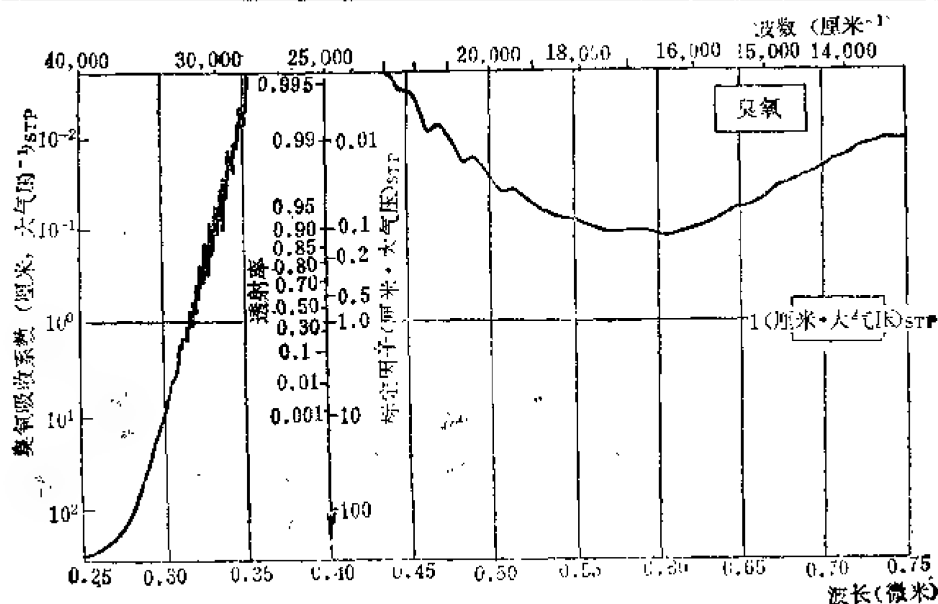


图 16-25　臭氧（0.25—0.75 微米）透射率预测图

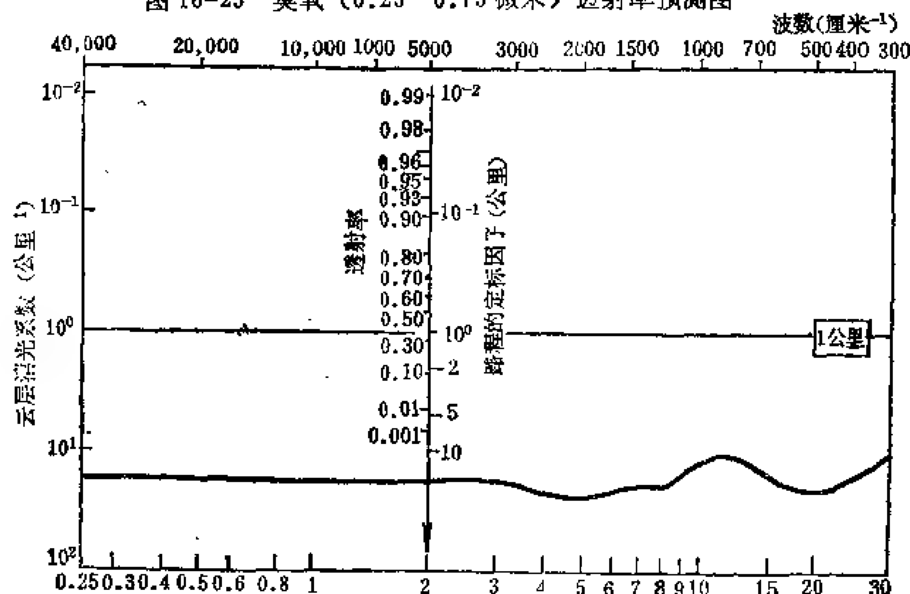


图 16-26　晴朗天气的积云对不同波长的衰减

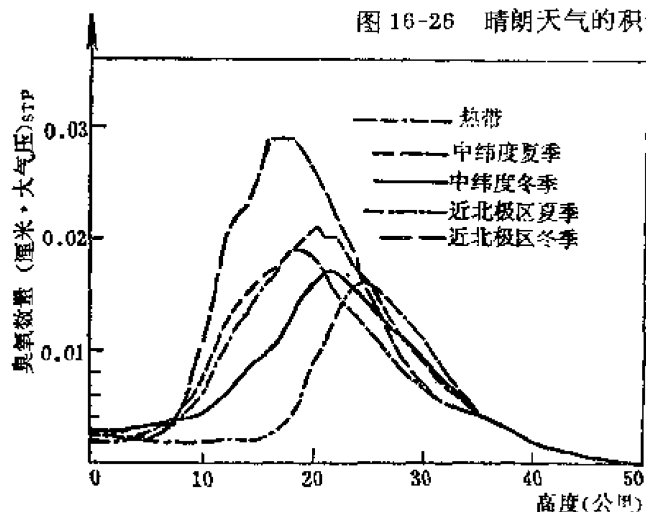


图 16-27　水平大气程的臭氧层（0.25—0.75 微米）等效海平面距离与高度的函数

的微弱吸收频带出现，但是由于没有可靠的数据，所以未考虑在内。由于在这一波段内的臭氧吸收系数与压力无关，所以只要根据大气程内分子总数确定出大气程内臭氧数量就行了。图 16-27 对五种大气模型分别给出了确定水平程内臭氧数量的高度函数，以（厘米-大气压）STP/公里为单位。图 16-28对每种大气模型给出了从给定高度到大气顶点之间的臭氧总数量。从图中两种不同高度的读数中相减得到垂直高度大气层内的臭氧数量。将此垂直臭氧数量乘

以 sec θ 或 $M(\theta)$ 就可以得到斜程的臭氧数量（见第六节）。对本节中所用的单位（厘米-大气压）STP 的讨论可以参考第八节。

从图 16-27 和图 16-28 可以在要求的大气程内求出臭氧的数量。然后再根据伊恩松因中[24]所设计的图 16-25 算出通过该路径内的大气透射率。此图的使用方法与前面介绍的图 16-5(b)（预测图）是一样的。

低分辨透射率的计算精度 用此方法计算透射率的总精度可以达到10%。在相当强的吸收带两翼可能产生最大的误差。产生最大误差的原因是图 16-3 至 9，图 16-25，27，28 的光谱曲线不能包括所有可能的大气程。这些图中的曲线都是按中等情况的大气程计算的，对远距离的透射率估算得过高，而对很近距离的透射率估算得过低。

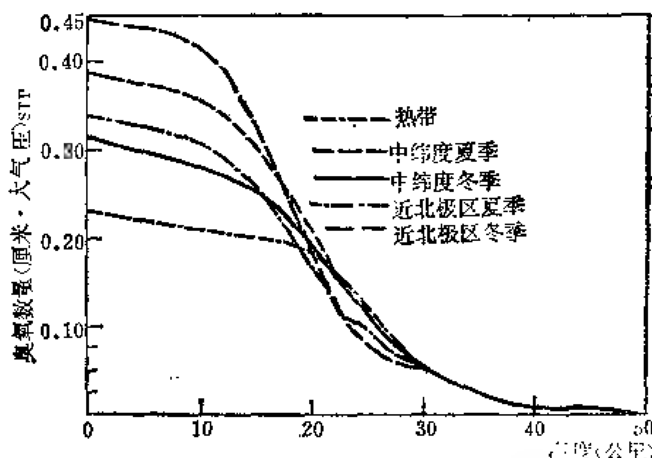


图 16-28　垂直大气程的臭氧（0.25—0.75 微米）等效海平面距离与高度的函数关系

当透射率接近 1.0 时，透射率的误差百分比趋于零，但吸收率（或发射率）的误差增大很多。实际上当计算的透射率超过 0.96 时，吸收的误差就已经达到很大，甚至于不能用来计算大气发射或背景的辐射。

在模型计算中由于忽略了温度的函数关系因而也要产生误差。图16-3至9，图16-25，27，28 中的光谱曲线是按 273 开尔文温度设计成的，而大气温度可能有过低或过高的变化。在标准大气温度下这种影响不大，但在最边缘的频带上以及完全与温度有关的低能量频带上也有影响。这样的条件在弱能量的频带上或在强吸收频带的较低部分情况下一般是正确的，因此对大气条件的计算来说并不要求太高的精度。通常低温表示有较高的透射率，高温有较低的透射率。

必须再次提出，这些低分辨光谱曲线的数据不能用于计算激光传播的大气衰减。对这类用途必须使用高分辨的光谱测量数据和表 16-6 等所给出的计算数据。

第五节　散射的太阳辐射和红外发射

一、在晴朗和阴云天空中天空辐射的透射率和反射率

当吸收辐射光束的能量被消耗在对空气加温时，被分子、气溶胶微粒或云层微粒散射的能量将会改变大气的分布状态。我们只讨论太阳光入射到平面分层大气层时的问题。由于只考虑单一的散射，我们假设是均匀的大气（气溶胶和空气的混合比不随高度变化），这时可以从下述公式中得到某一波长的太阳光角分布状态

$$B(M,M',\phi)=I_0\frac{M'}{M-M'}(e^{-\tau M'}-e^{-\tau M})\frac{F(\phi)}{t_s}\qquad(16—24)$$

式中　I_0——地球大气层外的太阳辐照度，瓦特/厘米²

B——天空亮度，瓦特/厘米²·立体角

M——太阳天顶角的正割

M'——观测角 θ' 的正割

t——单位空气质量内的总光学厚度 $= a_v\cdot(\sigma_a+k_a)+m_v(\sigma_m+k_m)$。●

t_s——$a_v\sigma_a+m_v\sigma_m=t_{s,a}+t_{s,m}$

$F(\phi)$——单位空气密度内的角散射函数（分子＋气溶胶微粒）$=f_a(\phi)\tau_{s,a}+f_m(\phi)t_{s,m}$ 〔见图 16-2 中的 $f_a(\phi)$ 和 $f_m(\phi)$〕

散射角 ϕ 的计算式是：$\cos\phi=\cos\theta\cdot\cos\theta'-\sin\theta\cdot\sin\theta'\cos\Delta\Psi$，式中 $\Delta\Psi$ 是太阳方位和观测线之间的方位角之差。

然而在 tM 或 tM' 大于 0.10 时，高次散射不能再忽略不计，这说明在散射体积内来自天空的照射和地球表面的反射变成了非常重要的数据。在 tM 或 $tM'>0.5$ 时，特别是在地面漫反射率高的时候高次散射成为主要的部分。在超出大气顶层（宇宙辐射区）以外时更是如此。库尔森等人[25]已推导了在分子散射时辐射透射率的解析方程式，并列出了天空辐射率和偏振数据表（其中包括斯托克斯参数）。巴巴等人[26]利用这些表和公式（16-24）计算了阴云大气的日光分布曲线。然而计算机只能给出任意实际阴云大气散射的统计数据。有不少人曾利用蒙特卡罗方法对地面（图 16-29(a)）和宇宙（图 16-29(b)）的阴云大气辐射率分布进行了研究。假定气溶胶微粒尺寸分布和垂直分布与表 16-3 中的数据完全一致。虚线表示太阳在天顶时的辐射率曲线（以单位立体角和单位入射的太阳辐射通量为单位），实线表示太阳天顶角为 $\theta=86.3°$ 的情况。

在图 16-29(a)中，当太阳在天顶时向下（或透射）的辐射率通常是随着波长的降低

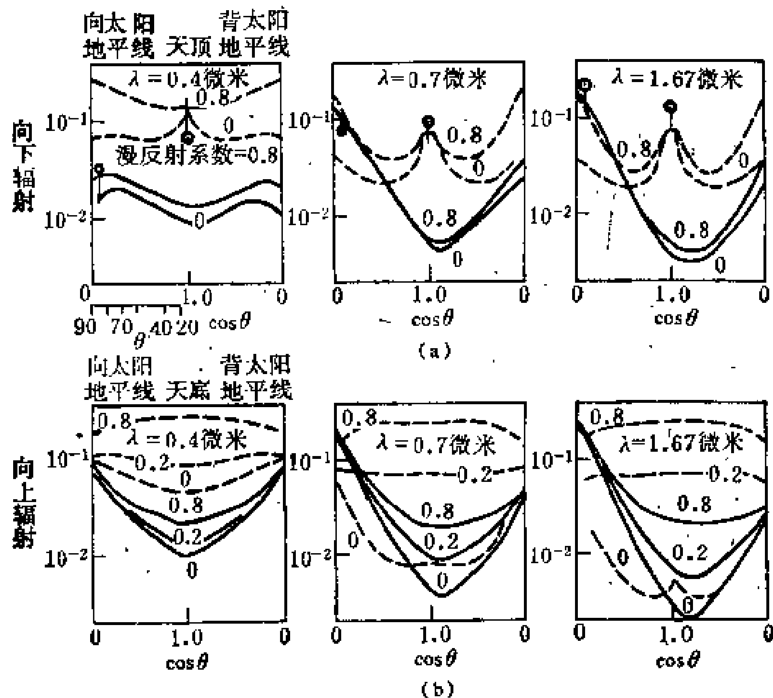


图 16-29　(a) 向下辐射率，(b) 向上辐射率，按蒙特卡罗法计算。虚线表示太阳在 $\theta=86.3°$ 角度上。上述参数是指地平面的漫反射，t 是综合散射光学厚度

●a_v，m_v，σ_a，k_a 和 σ_m 的分子和气溶胶的散射和吸收（第四节）可按图 16-3 和 16-4 取透射率的对数计算得到。方程式（16-24）对分子吸收 k_m 只是在单色辐射条件下是正确的（见表16-3 的 k_m 值）。

而增高的。前向散射使辐射率在太阳附近达到峰值。在接近地平线时辐射率又开始增大，但短波部分并不增大，只有漫反射率的影响更大了。在太阳高度较低时向下的辐射率一般是很小的（特别是在长波长且接近天顶时），而漫反射率的影响只在短波时比较大。因为天空辐射已取为 0.1 (cos θ) 范围内平均值，即在 5°—25° 的角度范围内取平均值，所以接近太阳的辐射率实际上应当比图示值要高很多。

在图 16-29(b)中，向上的辐射，即从大气层外面看到的反射辐射率受地面漫反射率的影响很大。特别是在近红外区和天底的方向上，大气的后向散射通量很小，而地面反射辐射成为主要部分。在阴云大气中这种影响不大。

天空辐射的紫外分布主要决定于多次散射和 0.35 微米以下的臭氧吸收。当太阳的角度增高时 0.30 微米的向下辐射率和向上辐射率只有 0.40 微米的 1%，但是与漫反射无关。

图 16-30(a)和 16-30(b)中给出了密集雨层云的云层辐射率[27]。在此模型中忽略了气溶胶和分子散射，因为它们的影响比较小。在高太阳和低漫反射时，向下的强辐射率（图 16—30(a)）在太阳附近是极大，但在高漫反射时几乎与观测角无关。当低太阳时，很薄云层在天顶上的辐射率是极大的。在高太阳时，云层顶部的辐射率（图 16-30(b)）又开始变得很

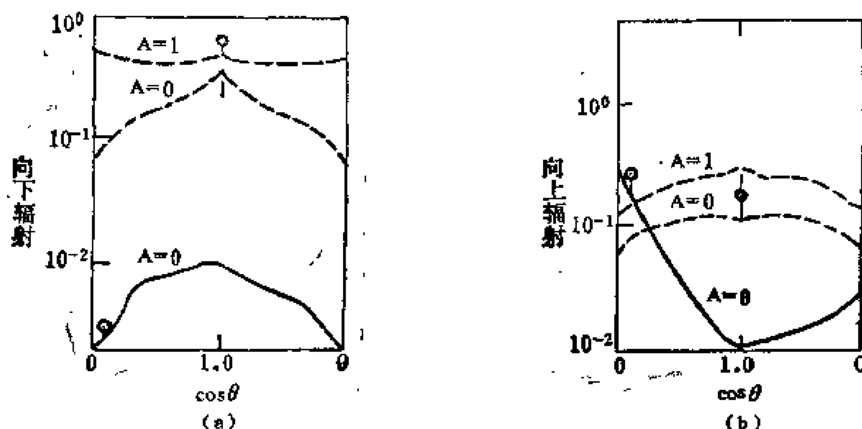


图 16-30　(a) 向下辐射率，(b) 向上辐射率，密集的雨层云。虚线表示太阳在天顶的曲线，实线表示太阳天顶角为 $\theta=86.3°$，A为漫反射率，$t=1.0$，$\lambda=0.7$ 微米。

大。在低太阳时，阴云天空和晴朗天空的区别不大（见图 16-29，$\lambda=0.7$ 微米）。

图 16-31 为几种天然物质的反射率或光谱漫反射率。图中的数据表示与波长的典型关系，但对个别的物质来说绝对反射的变化较大，而且接近掠射角入射时辐射能量是很高的。

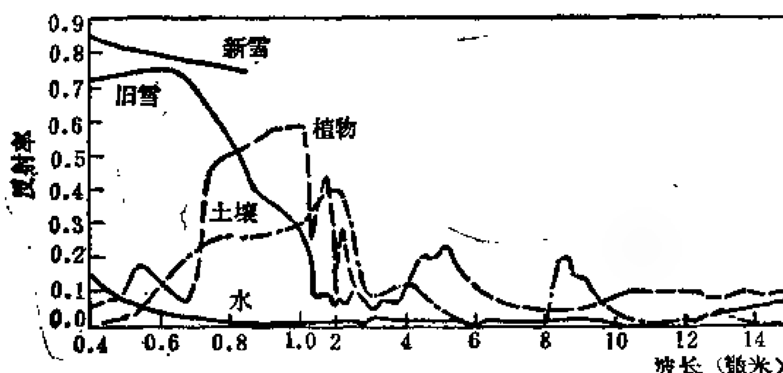


图 16-31　水、雪、干燥土壤和植物的标准反射率

二、大气的红外发射

在 5—25 微米及 25 微米以上的红外光谱区内，平行光束的大气发射可以用向上辐射 $I\uparrow(\nu)$ 的积分式来表示

$$I\uparrow(\nu)=\int_{\tau_g}^{1.0} B(\overline{\nu},\ T)d\tau+B(\overline{\nu},\ T_g)\tau_g \tag{16-25}$$

式中，积分项代表大气贡献分量，第 2 项代表地面（或低边界）贡献分量，此分量受边界与观察者之间的全大气透射率 τ_g 的制约，τ 的大小是介于观察水平面的 1.0 和 τ_g 之间，τ_g 是在低边界即地球表面或云层顶点的透射率；$B(\overline{\nu},\ T)$ 是频率 $\overline{\nu}$ 和大气层温度 T 的普朗克（黑体）函数，T_g 是地面或云层顶部的温度。

为了得到晴朗天空的向下辐射，公式（16-25）中的第 2 项应当省略不计，即 τ_g 是全部大气的透射率。在阴云天空时下标 g 表示云层的基线。

气溶胶和分子散射的影响已被略去，第四节中的分子吸收曲线图常用来计算中纬度冬季模型的水蒸汽、臭氧和均匀混合气体。方程（16-25）可以用于计算透射率并按方程(16-25 进行数值积分。

图 16-32 给出了向下辐射和向上辐射的曲线。向下辐射是假设观察者在地面向上观察天顶。向上辐射是假设在大气的顶点上观察最低点，即向下观察。

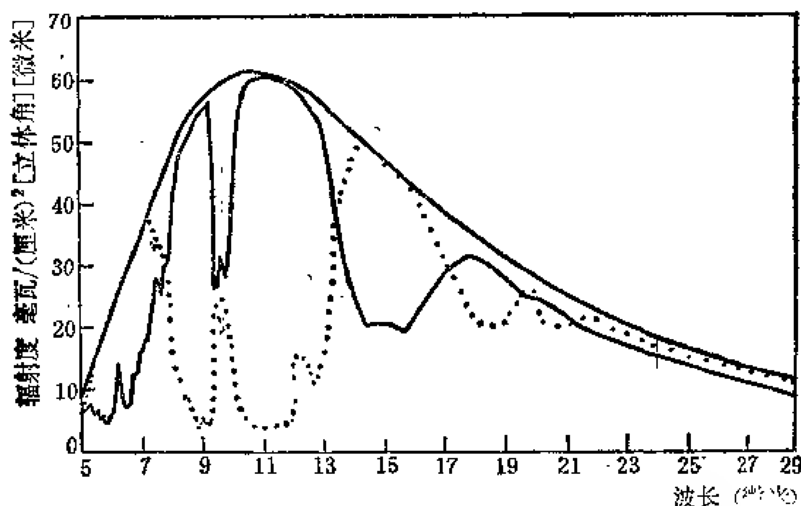


图 16-32 在中纬度冬季模型的温度分布时，波长与辐射率的函数关系(计算值)。透射率按第四节的分子吸收预测图表计算得出。上部曲线是 272 开尔文的黑体辐射率，实线表示的光谱曲线是计算的向上辐射率，虚线表示的光谱曲线是计算的向下辐射率。

必须指出，在向上辐射的情况下吸收作用达到最小（H_2O 为 6.3 微米，O_3 为 9.6 微米，CO_2 为15 微米），而在向下辐射时这一吸收区达到最大。表面温度 T_g 取与最低大气层同样的温度（272 开尔文）。上面的曲线表示此边界温度的黑体。

在 5 微米以下的短波区内向上辐射与向下辐射的问题更加复杂了，因为出现了分子散射和气溶胶的散射，这时向上和向下的辐射率是太阳天顶角的函数。计算 3—5 微米的辐射率是非常复杂的。图 16-33 中给出了 3—5 微米的几种辐射率计算实例。

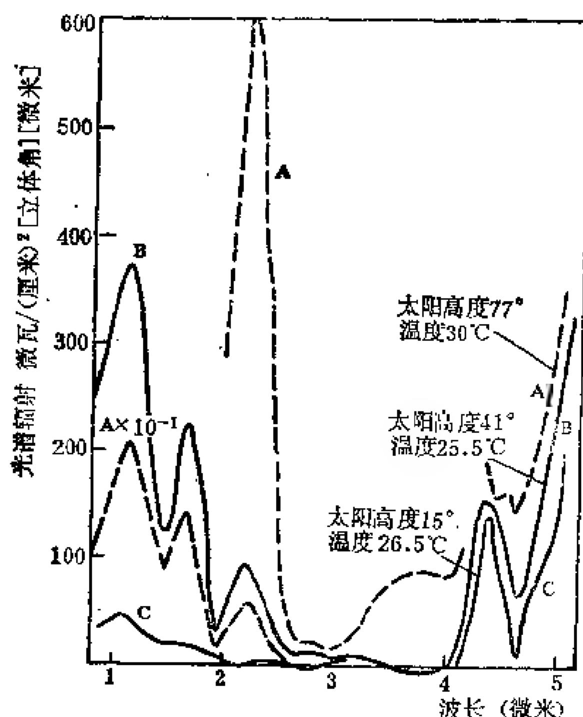


图 16-33 晴朗天气时天空的光谱辐射率，太阳位置对 3 微米以下的散射影响以及热发射在长波时的影响

第六节 大气层的折射效应

在第二节和第四节中讲过，在 $\theta<80°$ 的情况下把垂直程的长度乘以 $\sec\theta$ 就可以得到斜程的长度。在 $\theta\geqslant80°$ 时，垂直程长（或其他浓度参数）ΔL 可以按下面公式换算成斜程长

$$\Delta L_{斜程}=\Delta L_{垂直程}M(\theta) \tag{16-26}$$

式中 $M(\theta)$ 是相对光程，它可以用斜程长与两种高度的垂直距离之比表示。在观察者附近的短距路径和 $\theta<80°$ 的任意路径内 $M(\theta)$ 一项永远等于 $\sec\theta$。然而在长距斜程上 $M(\theta)$ 将比 $\sec\theta$ 小些，因为大气的曲率一部分被折射光束所抵销。这就是说散射或吸收大气的垂直分布也对光学程有影响，所以如果精度要求高，斜程长可以按方程（16-26）计算出来。

如果考虑大气的曲率和折射率，当空气密度为 ρ 时，标高为

$$H=\frac{z_1-z_0}{\ln[\rho(z_0)/\rho(z_1)]}$$

此时，在高度 z_0 和 z_1 之间的相对光程通式可写成

$$M(\theta)=\{[\rho(z_0)-\rho(z_1)H]\}^{-1}\cdot\int_{z_0}^{z_1}\left\{1+\left(\frac{r+z_0}{r+z}\right)^2\left[\frac{n_0}{n(z)}\sin\theta\right]^2\right\}^{-1/2}\rho(z)dz \tag{16-27}$$

式中，n 是空气折射率，下标符号 0 表示低参考高度，r 是地球半径。

对于分子大气和均匀混合大气，图 16-24 给出了由卡斯顿[28]从地面 $M(\theta)$ 来计算相对空气质量（空间质量与全部大气垂直空气质量之比）。这些数据是根据明兹奈尔等人[29]的 ARDC 模型计算的，空气折射率的波长为 0.7 微米。奔波拉德[30]在以前常用的 $M(\theta)$ 值与

此完全一致。卡斯顿证明了纬度和季节对 $M(\theta)$ 的影响不超过2%，但是不正常的对流层密度可能有更大的影响。图 16-24 中是干燥空气的 $M(\theta)$ 值与施奈德[31]含水蒸汽大气的 $M_w(\theta)$ 值的比较曲线。为了对比也画出了 $\sec\theta$ 的曲线。

表 16-7 中列有实际的太阳天顶角与视在天顶角之间的差 $\Delta\theta$，这一差值是由于大气折射效应影响的结果。

表 16-7 $\Delta\theta$ 年平均值（$\Delta\theta=\theta_{实际}-\theta_{视在}$）与视在太阳天顶角 θ 的关系

视在 θ 值（度）	Δθ（度）
75	0.061
80	0.090
83	0.124
85	0.167
86	0.199
87	0.248
88	0.311
88.5	0.358
89	0.417
89.5	0.493
90	0.570

表 16-8 中列出了用于修正斜程的曲率影响值，此表中的数值适用于高空中的稀薄大气层（10 公里以下的大气层厚度），其折射效应的影响可以忽略不计。例如在天顶角为 90° 时 30 公里高度的大气层的几何程为垂直几何程的 10.35 倍。然而均匀混合大气在同样的观测角度条件下相对光学程为 36.3（见图 16-24）。在臭氧层或平流层尘埃区的透射率可能会出现这种情况。

表 16-8 高空稀薄大气层的几何程和垂直程之比与天顶角 θ 的函数关系

θ（度）	距地面的高度（公里）					
	10	20	30	40	50	60
70	2.89	2.86	2.83	2.80	2.77	2.74
75	3.78	3.71	3.63	3.57	3.50	3.44
80	5.49	5.26	5.05	4.87	4.70	4.56
85	9.66	8.51	7.70	7.08	6.60	6.20
87	13.07	10.56	9.11	8.13	7.41	6.86
88	15.17	11.58	9.74	8.57	7.74	7.12
89	17.08	12.37	10.19	8.87	7.96	7.28
89.5	17.66	12.58	10.30	8.94	8.01	7.33
90	17.88	12.66	10.35	8.97	8.03	7.34

第七节 云雾对大气辐射的影响

在考虑气溶胶消光时，如果辐射光束被云雾层截断，一部分入射辐射可能被吸收，而另

一部分光束可能被散射，这两种现象都能对原来的辐射产生衰减作用。衰减的大小与气溶胶微粒的数量，尺寸分布、折射率有关，也与大气层的厚度有关。因为散射是向各种方向的，所以最终的衰减系数可能与接收器的接收角有关。

天然云雾层和低空云层是由球形的水蒸汽微粒组成的，所以天然云雾层在各有关光谱区内的折射率完全可以从文献中查到[32][33]。然而当辐射通过卷云层时，由于卷云层的微粒是各种尺寸的六角形或圆柱形的冰晶体，它们的方向相互交错因而产生不规则的散射和偏振现象。

我们只讨论平行光束的辐射，一般来说认为云雾层只能在可见区到 6 微米内引起较大的衰减。在接近 10 微米时衰减达到最小值，但是有些不常见的雾层，它们的微粒分布变化很大●，所以能在红外区内产生更大的透射率。

这些效应可以从图 16-26 中看到，图中的波长与消光系数曲线是和某种水滴尺寸分布相对应，这个分布表示晴朗天空的积云。这种模型的水滴尺寸分布最大值对应于 4 微米的半径值，且规化到每立方厘米有 100 微粒[34]。此水滴尺寸分布的公式（图 16-34）可以表示为如下形式：

$$n(r)=2.373r^{6}e^{-1.5r}\ (\text{厘米}^{-3}/\text{微米}) \qquad (16\text{-}28)$$

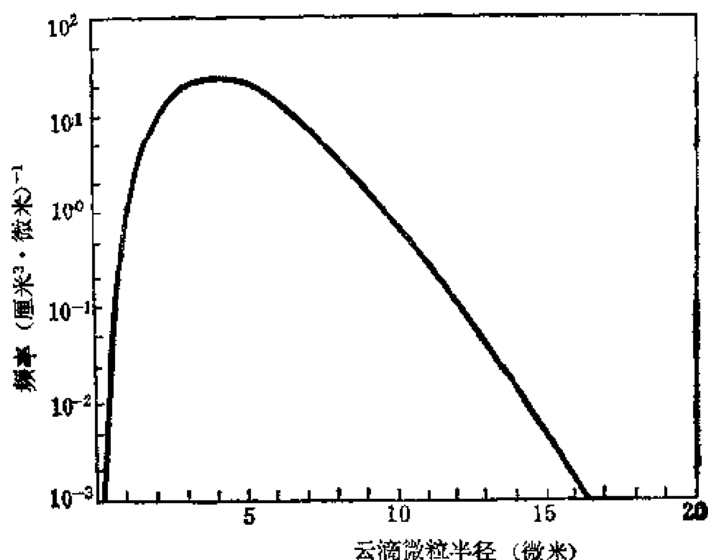


图 16-34　晴朗天气积云的微粒尺寸分布

图 16-26 是根据单一散射理论，利用吉斯洛夫斯基[32]所给出的水复折射率值计算出来的。

从图 16-26 中可以看出，在晴朗的薄层积云时衰减现象是很厉害的，例如在 100 米的路程上 10 微米和 1 微米波长的透射率大约分别是 0.3 和 0.15。

当考虑云层辐射的衰减时必须注意单一散射理论的适用性。依据单一散射原理来计算衰减必须有假设条件，即光学厚度必须小于 0.03（赫尔斯特准则），而且对光学厚度大于 1 的值，二次散射以及多次散射的影响也必须考虑。然而这种方法是适用于漫射辐射的。有人[11]发现对平行光束的窄带辐射（或激光传输）来说，单一散射原理可以计算到 25 光学厚度的衰减值。本文中的光学厚度等于路程长度乘以衰减系数。

第八节　单位与换算系数

本章中我们使用的频率一词的意义不如光谱那样严格。一般来说，频率应该是波数 ν（厘米$^{-1}$）的同义词，其表示式为 $\nu=10^4/\lambda$，式中 λ 以微米为单位，即等于 10^{-6} 米。

大气物理学中的单位在开始应用时就比较混乱，特别是吸收浓度或吸收数值。在第八

●这种现象也可能在层云和积云中出现。

节，一中我们介绍了利用第四节的预测图表计算吸收物质浓度的方法，其中提出了一些适用的气象数据。下面我们将讨论吸收物质浓度的单位问题，并给出适当的换算方法（第八节，二）。

一、吸收物质的浓度

大多数气体吸收物质的浓度 ΔL 一般来说可以用纯吸收物质在压力 P 和温度 T 条件下实际路程的等效长度来表示。以厘米-大气压为单位并可写成公式形式：$\Delta L=cRP$，式中 c 是吸收物质的浓度百万分比(表 16-2)，R 是以厘米为单位的路程长度，P 是以大气压为单位的压力。通常用 ΔL_0 表示吸收物质在标准温度和压力下的浓度，ΔL_0可以用来表示垂直程或斜程大气吸收浓度

$$\Delta L_0 = cR\frac{P(z)}{P_0}\frac{T_0}{T(z)}\ (\text{厘米·大气压})_{STP} \tag{16-29}$$

式中，$T_0=273$ 开尔文，$P_0=1$ 大气压。假设 c 以百万分之一的比例表示（表16-2），R以公里表示，则此公式可以写成下列形式

$$\Delta L_0\ (\text{厘米·大气压})_{STP} = 10^{-1}cR\frac{P}{P_0}\frac{T_0}{T} \tag{16-30}$$

对于体积百万分比浓度为 c 的均匀混合气体，在标准温度和压力下的厘米—大气压数，在从高度 z 到大气层极限高度的斜程情况下，用下面公式表示

$$\Delta L(\theta, z\to\infty)_{STP} = cH(z)\sec\theta\frac{P(z)}{P_0}\frac{T_0}{T(z)}$$

$$= cH(z)\sec\theta\frac{\rho(z)}{\rho_0} \tag{16-31}$$

式中 $H(z)$——高度 z 以上的大气标高；

θ——天顶角；

$\rho(z)$——高度为 z 的大气密度；

ρ_0——在标准温度和压力下的大气密度。

按流体静力学的方程式 $H(z)$可以表示为

$$P(z) = g\rho(z)H(z) \tag{16-32}$$

式中 $P(z)$是高度为 z 的压力，g 是重力加速度（981 厘米/秒²）。因此垂直的柱状空气在标准温度和压力下 $H(0)=7.99\times10^5$ 厘米，即大约为 8 公里。如果需要表示另外一种高度z 的标高（以厘米为单位）则可用下式表示

$$H(z) = 1.02\times10^6\frac{P(z)}{\rho(z)} \tag{16-33}$$

式中，$P(z)$以毫巴为单位，$\rho(z)$以每立方米克数为单位（见表 16-1）。注意方程式（16-33）中的 $H(z)\cdot\rho(z)$ 与$P(z)$ 成正比例并且与温度无关，把 $H(z)\cdot\rho(z)$代入方程(16-31)得

$$\Delta L_0(\theta, z\to\infty)_{STP} = c(1.02\times10^6)P(z)\frac{\sec\theta}{\rho_0} \tag{16-34}$$

对高度 z_1 和 z_2 之间的吸收值（见表 2）为

$$\Delta L_0(\theta, z_1\to z_2)_{STP} = c(1.02\times10^6)[P(z_1)-P(z_2)]\frac{\sec\theta}{\rho_0} \tag{16-35}$$

对于可以凝结的蒸汽（例如水）来说，把可以从（单位面积的）路程内析出的液体总长度（以厘米为单位）测量出来是比较方便的。在给定的路程内（R 厘米），水蒸汽的析出厘米数（略写作 Pr·cm，称结水量长度）可以表示为$w=\rho(T)\mathscr{H}R$，式中 $\rho(T)$是温度 T 时的饱和水蒸汽的密度（克/厘米^3），$\mathscr{H}$是相对湿度。必须指出，析出厘米数的单位和每平方厘米的克数是相互对应的。

图 16-35 中给出了在每公里的路程长度内对给定温度和湿度计算水蒸汽析出厘米数的图表。例如在 -40℃温度时读者可以利用水蒸汽的密度来计算大气程内的水蒸汽浓度[35]。

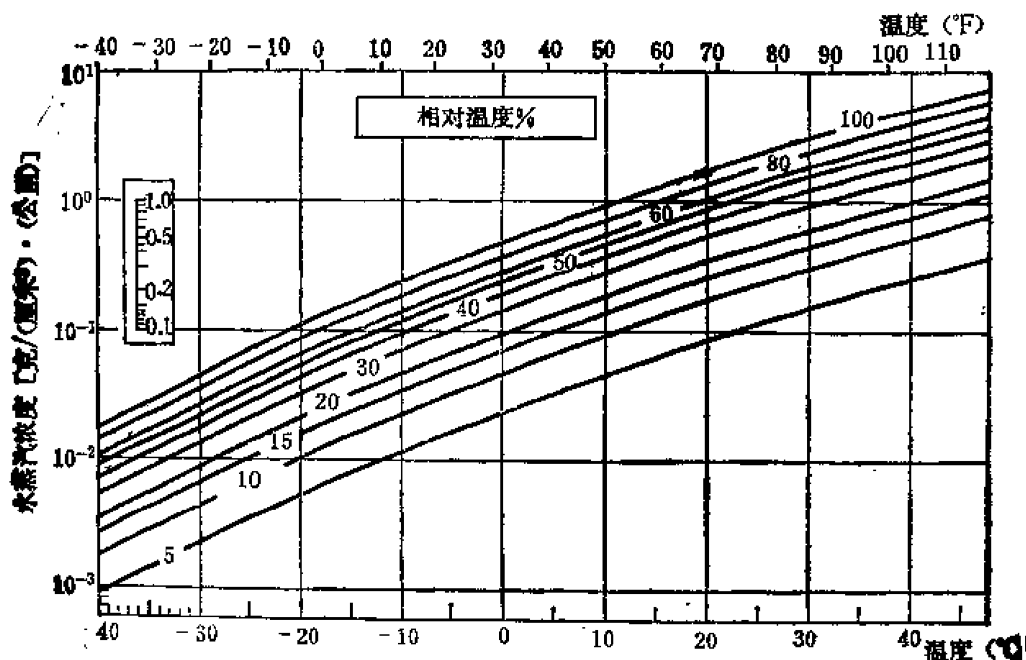


图 16-35　每公里路程内的水蒸汽浓度与温度、湿度的函数关系

表 16-1 中对五种大气模型给出了水蒸汽的密度，以每立方米克数为单位，此密度是高度的函数。其单位关系如下

$$1\text{ 克/米}^3=0.1\text{ 克/(厘米)}^2\text{(公里)}=0.1\text{ 析出厘米/公里}$$

二、单位换算系数

根据阿伏加德罗假说可知，任意气体的克分子量 M 在标准温度与压力下的体积为 22.4 升。所以 1 厘米^3 的气体在标准温度与压力下的重量为 $M/(2.24\times10^4)$克。因为 1（厘米·大气压）STP 相当于在标准温度与压力下在每平方厘米内的气体长度为 1 厘米，所以我们可以写成

$$1\text{ 厘米·大气压的气体}=\frac{M}{2.24\times10^4}\text{(克/厘米}^2\text{)} \tag{16-36}$$

式中 M 是气体分子量（见表 16-2）。

又因为 1 厘米^3 的气体在标准温度与压力下有 $1/(22.4\times10^4)$ 克分子，1 克分子的气体含有相同数量 R 个分子，式中的 R 为阿伏加德罗常数，我们可以写成1 厘米^3 的气体在标准温度和压力下含有 $(6.06\times10^{23})/(2.24\times10^4)=2.69\times10^{19}$分子，或

$$1\text{（厘米·大气压）}_{STP}=2.69\times10^{19}\text{（分子/厘米}^2\text{）} \tag{16-37}$$

注意方程（16-37）与气体无关。由于把1克/厘米^{2}写成（厘米·大气压）$_{STP}$，我们可以把水蒸汽的方程（16-36）写成

$$1 \text{ 析出厘米 } H_2O = 3.34 \times 10^{22} \text{（分子/厘米}^2\text{）} \quad (16\text{-}38)$$

于是每平方厘米内的分子数与吸收气体的性质无关，这是所有气体的基准。希望更广泛地使用这一单位，这样有利于对所有大气成份统一吸收物质浓度的单位。

参 考 文 献

[1] Valley, S.L., Handbook of Geophysics and Space Envoroments, Air Force Cambridge Research Laboratories, (1965).

[2] Sissenwine, N., D.D. Grantham, and Salmela, H. A., Humidity up to the Mesopause, AFCRL-68-0550, October (1966).

[3] Fink, U., D. H. Rank, and T. A. Wiggins, *J. Opt. Soc. Am.*, 54, 472 (1964)

[4] Deirmendjian, D., Scattering and Polarization Properties of Polydispersed Suspensions with Partial Absorption, Proc. Interdiscipl. Conf. Electromagn. Scattering, Pergamon (1963).

[5] Volz, F. E., *Appl. Opt.* 11, 755 (1972).

[6] Elterman, L., UV, Visible and IR Attenuation for Altitudes up to 50 km, Air Forc Camb. Res. Lab. Environ. Res. Pap. 285, AFCRL-68-0153, April (1968).
Elterman, L., Vertical Attenuation Model with Eight Surface Meteorological Ranges to13 km, Air Force Camb. Res. Lab. Environ. Res. Pap. 318, AFCRL-70-0200, (1970).

[7] Goody, R. M. Atmospheric Radiation, I, Oxford University Press, (1964).

[8] Mie, G., *Ann. Phys.*, 24, 377 (1908).

[9] Van de Hulst, H. C., Light Scattering by Small Particles, Wiley, (1957).

[10] Penner, S. S., Quantitative Molecular Spectroscopy and Gas Emissivities, Addison-Wesley, (1959).

[11] Zuev, V. E., M. V. Kabanov and B. A. Savel'ev, *Izv. Akad. Nauk SSSR Fiz. Atoms. Okeana*, 3, 724 (1967).

[12] Yates, H. W. and J. H. Taylor, Infrared Transmission of the Atmosphere, Naval Res. Lab. Rep. 5453, June 8., (1960).

[13] Street, JL., *Appl. Opt.*, 7, 1545 (1968).

[14] Burch, D. E., Investigation of the Absorption of Infrared Radiation by Atmospheric Gases, Semi-annu. Tech. Rep U-4784, Philco Ford Aeronutronic Rep. Contract F 19628-69-c-0263., (1970).

[15] Mc Coy, J. H, D. B. Rensch, and R. K. Long, *Appl. Opt.*, 8, 1471 (1969).

[16] Goody, R, M., *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, 78, 165 (1952)

[17] Elsasser, W.M. Harv. Meterol. Stud. 6,

[18] Plass, G. N., *J. OPt. Soc. Am.*. 48, 690 (1958)

[19] King, J. I. F., *Proc. Infrared Inf. Symp.*, 4 (1), 164 (1959)
J. Quant. Spectr. Riadat. Transfer, 4, 705 (1964).

[20] Wyatt, P. J., R V. R. Stull, and G. N. Plass *Appl. Ops.* 3, 229 (1964).

[21] Mc Clatchey, R. A., R. W. Fenn, J. E. A.Selby, F. E. Volz, and J. S. Garing. Optical Properties of the Atmosphere, Air Force Camb. Res. Lab. Environ. Res. Pap. 411, AFCRL-72-0497

[22] Altshuler, T. L., Infrared Transmission and Background Radiation by Clear Atmospheres, General Electric Rep. 61 SD 199, AD-401923. December (1961).

[23] Burch, D. E. D. A. Gryvnak, and R. R. Patty, Absorption by CO_2 between 4500 and 5400 cm^{-1} (2 μm Region), Aeronutronic Rep. U-2955, Dec. 15, (1964)

Absorption by CO_2 between 6600 and 7125 cm^{-1} (1.4 μm Region), Aeronutronic Rep. U-3127, June (1965).

Absorption by CO_2 between 8000 and 10000 cm^{-1} (1-1.25 μm Region), Aeronutronic Rep. U-3200, August. (1965).

Absorption by CO_2 between 5400 and 6600 cm^{-1} (1.6μm Region), Aeronutronic Rep. U-3201, August. (1965)

Absorption by H_2O between 2800 and 4500 cm^{-1} (2.7 μm Region), Aeronutronic Rep. U-3202, September (1965)

Absorption by Co_2between 7125 and 8000 cm^{-1} (1.25-1.4 μm Region) Aeronutonic Rep. U-3930, February (1967).

Absorption by Co_2 between 3100 and 4100 cm^{-1} (2.44-3.22$\mu\mu m$ Region), Aeronutronic Rep. U-4132, April (1968).

[24] Inn, E. C. *Y*., and *Y*. Tanaka, *J. Opt. Soc. Am.*, 43, 870 (1953)

[25] Coulson, K. L., J. V. Dave, and Z. Sekera, Tables Related to Radiation Emerging from a Planetary Atmosphere with Rayleigh scattering, University of California Press, (1963)

[26] Bary, E., B.Braun, and K. Bullrich, Tables Related to Light scattering in a Turbid Atmosphere, Air Force Camb. Res Lab. Spec. Rep. 33, I-III, September (1965).

[27] Kattawar, G. W., and G. N. Plass, *Appl. Opt.*, 7, 869 (1968).

[28] Kasten, F., *Arch. Meteorol. Geophys. Bioklim.*, B 15, 62 (1967).

[29] Minzner, R. A., K. S. W. Champion, and H. L. Pond, The ARDC Model Atmosphere, Air Force surv. Geophys. 115, AFCRL-TN-59-267, August (1959).

[30] Bemporad, A., *Meteorol. Z.*, 24, 306 (1907).

[31] Schnaidt, F. *Meteorol.Z.*, 55, 296 (1938).

[32] Kislovskii, D. L., Opt. Spectrosc., 7, 201 (1959)

[33] Irvine, W. M., and J. B. Pollack, *Icarus*, 8, 324 (1968).

[34] Deirmendjian, D., *Appl. Opt.* 3, 187 (1964).

[35] List, R. J. Smithsonian Meteorological Tables, Smithsonian Institution, Washington, D. C. (1963).

[36] Birkland, J. W., and J. H. Shaw, *J. Opt. Soc. Am.*, 49, 637 (1959).

[37] Shaw, J. H., Monthly Report on Infrared Temperature Sounding, Ohio State Univ. RF Proj. 2169 Rep. 16, October (1968).

[38] Shaw, J. H., A Determination of the Abundance of N_2O, CO, and CH_4 in Ground Level Air at Several Locations near Columbus, Ohio, Air Force Camb. Res. Lab. Sci. Rep. 1, Contract AF 19 (604) -2259.

第十七章 海洋光学

第一节 天然水的光学性质

一、概述

天然水是一种散射和吸收媒质，它与空气媒质的不同之处在于天然水在单位长度上的光学效应比空气大得多。海水的光学性质与其中所含的可溶性和悬浮性物质有关，而且海水中散射粒子的形状又很不规则，其尺寸分布范围也很宽阔，且常有很重的颜色。另外，海洋与大气中光传播的物理过程也不相同。大气主要是散射介质，而海水中的散射与吸收都很重要。

科学研究的推进与测试技术的发展密切相关。海洋光学的早期研究只有照相测试法可用。光电管的引用（谢尔福德，盖尔，1922）导致了测量技术的改革。从1955年起，光电倍增管与干涉滤光片的采用，则为本学科的飞速发展铺平了道路。激光器的诞生，更为海洋光学的研究提供了强有力的工具。

普赖森多费尔[1]已对辐射在散射——吸收媒质中的传播建立了一个完整的理论。这个理论特别适用于大容量的天然水。

二、名词术语

国际海洋物理学协会（IAPSO）下属的海洋辐射能委员会（CRES）关于海洋光学所规定的若干常用术语的定义、符号与单位见表17-1。

天然水光学性质的数值不仅与水的组成有关，而且在一定范围内与入射到水中的光场的几何分布有关。这些性质可以变化很大，可以从接近于纯水的性质直到接近于稀涂料的性质。所以普赖森多费尔指出[2]，将海水的光学性质划分为固有性质与表观性质是合理的。固有性质是与辐射率变化无关的一种属性，如吸收、衰减和散射系数，以及体积散射函数等；而表观性质则取决于辐射率的变化，比如辐射率衰减系数、辐照度衰减系数等。

三、几个关系式

当研究来自太阳和天空的辐射能时，辐射率与辐照度是两个重要的基本概念。它们之间的联系如图17-1所示。设在点 O 有一面元 ds_1 沿 θ_1 方向发射能量，在 P 点有另一面元 ds_2 自 θ_2 方向接收此能量。ds_2 对 O 所张的立体角为 $d\omega_1$，ds_1 对 P 所张的立体角为 $d\omega_2$。

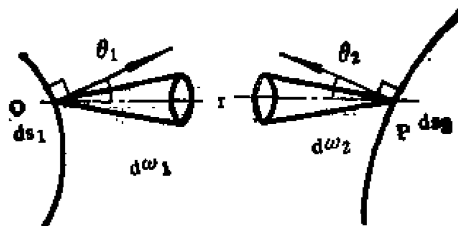


图17-1 辐射率的定义

表17-1　海洋光学中的若干常用术语

类别	名　称	定　义	符号	单　位	关系式
基本量	波　长	沿波传播方向二相邻同相点间的距离	λ	米	
	太阳天顶距	天顶与太阳之间的夹角	i	度	
	辐射能量	辐射传输的总能量	Q	焦耳	
	辐射通量	辐射能流速率	F	瓦特	$F=Q/t$
	(定向)辐射强度	包含给定方向的无穷小锥体内源发射的通量与该锥体立体角之比 (1)	I	$\frac{瓦特}{立体角}$	$I=\frac{dF}{d\omega}$
	辐射率(辐亮度)	单位辐射面在单位立体角内辐射的通量	L	$\frac{瓦}{米^2\cdot立体角}$	$L=\frac{d^2F}{dA\cos\theta\,d\omega}=dI/dA\cos\theta$
	辐照度	入射到包含所述点的无限小面元上的辐射通量与该面元面积之比	E	$\frac{瓦特}{米^2}$	$E=\frac{dF}{dA}$
	向下辐照度	入射到包含所述点的水平面上侧(0—180°)——无限小面元上之辐射通量与该面元面积之比	E_d	$\frac{瓦特}{米^2}$	$E_d=\frac{dF}{dA}$
	向上辐照度	入射到包含所述点的水平面下侧(180°—360°)——无限小面元上之辐射通量与该面元面积之比	E_u	$\frac{瓦特}{米^2}$	$E_u=\frac{dF}{dA}$
	垂直辐照度	包含所述点的垂直面(90°)上无限小面元所接收的辐射通量与该面元面积之比	E_h	$\frac{瓦特}{米^2}$	$E_h=\frac{dF}{dA}$
	面元上一点的辐射出射度(辐射度)	包含所述点的无穷小面元所发出的辐射通量与该面元面积之比	M	$\frac{瓦特}{米^2}$	$M=\frac{dF}{dA}$
	标量辐照度	从四面八方到达某点的辐射率的积分	E_o	$\frac{瓦特}{米^2}$	$E_o=\int_{4\pi}L\,d\omega$
	球面辐照度	投射于球面的辐射通量与该球面面积之比当球心固定而半径趋于0时的极限	E_S	$\frac{瓦特}{米^2}$	$E_s=\frac{F_r}{4\pi r^2}=E_o/4$
海洋的光学性质	反射率	被反射的通量与入射通量之比	ρ	比	$\rho=F_r/F_o$
	辐照度比(反射比)	海洋中任一深度处向上和向下辐照度之比	R		$R=E_u/E_d$
	透射率	透过的通量与入射通量之比	T		$T=F_t/F_o$
	射束吸收率	射束被吸收而损失的通量与入射通量之比	A		$A=F_a/F_o$
	射束散射率	射束因散射而损失的通量与入射通量之比	B		$B=F_b/F_o$
	前向散射率	0—90°角内射束散射的通量与入射通量之比	B_f		

续表

类别	名　　称	定　　　义	符号	单　　位	关　系　式
海洋的光学性质	后向散射率	90°—180°角内射束散射的辐射通量与入射通量之比	B_b		
	射束衰减率	一无限小宽度射束因吸收与散射而损失的通量与入射通量之比	C		$C = F_c/F_0$
	射束透射率	一无限小宽度射束经吸收与散射后而透过的通量与入射通量之比	T		$T = 1-C$ $= (1-A)(1-B)$
	吸收系数	垂直于射束的无限薄介质层的吸收率与该层厚度之比	a	米$^{-1}$	$a = -\Delta A/\Delta r$ $= -\Delta F/F\Delta r$
	体积散射函数	一小体元每单位辐照度每单位体积沿给定方向发出的辐射强度	$\beta(\theta)$	(米)$^{-1}$ (立体角)$^{-1}$	$\beta(\theta) = \dfrac{dI(\theta)}{Edv}$
	(总) 散射系　数	垂直于射束的无限薄介质层内的散射率与该层厚度之比	b	米$^{-1}$	$b = \dfrac{\Delta B}{\Delta r} = -\dfrac{\Delta F}{F\Delta r}$ $= \int_{4\pi}\beta(\theta)d\omega = 2\pi\int_0^{\pi}\beta(\theta)\sin\theta d\theta$
	前向散射系数	与前向散射率有关的系数	b_f	米$^{-1}$	$b_f = 2\pi\int_0^{\frac{\pi}{2}}\beta(\theta)\sin\theta d\theta$
	后向散射系数	与后向散射率有关的系数	b_b	米$^{-1}$	$b_b = \pi\int_0^{\frac{\pi}{2}}\beta(\theta)\sin\theta d\theta$
	总衰减系数	垂直于射束的无限薄介质层内的衰减率与该层厚度之比	c	米$^{-1}$	$c = -\dfrac{\Delta C}{\Delta r} = -\dfrac{\Delta F}{F\Delta r}$　$a+b$
	被测量的垂直衰减系数	被测量对数的垂直梯度	K		$K = -\dfrac{d(\ln H)}{dz}$ $= -\dfrac{1}{H}\dfrac{dH}{dz}$
	折射率	自由空间与特定介质中辐射能的相速度之比	n		$n = \dfrac{\sin i}{\sin j}$
	光学路径长度	几何路径长度与沿途总衰减系数之积	τ		$\tau = cr$

注：❶（定向）辐射强度，对面源情况，定义为：任一面元所接收的辐射通量与面元上任一点对该受照面元所张立体角之比当二者距离趋于无穷时的极限。

❷表中，F_r——投射到半径为 r 的球面上的辐射通量，

F_a——被吸收的辐射通量，

F_b——被散射的辐射通量，

F_c——因散射和吸收而损耗的辐射通量，

F_0——入射辐射通量。

❸ z 垂直水面向下为正。

❶ 对均匀介质，有：

$ar = -\ln(1-A)$

$br = -\ln(1-B)$

$b_f r = -\ln(1-B_f)$

$b_b r = -\ln(1-B_b)$

$cr = -\ln(1-C) = -\ln T$

则沿 θ_1方向的强度为

$$dI = \frac{d^2F}{d\omega_1}$$

其中

$$d\omega_1 = \frac{dS_2 \cos\theta_2}{r^2}$$

P 点的辐照度为

$$dE = \frac{d^2F}{dS_2} = \frac{dI}{dS_2} d\omega_1 = \frac{dI\cos\theta_2}{r^2} \tag{17-1}$$

(17-1) 式概括了平方反比定律和辐照度余弦定律。由定义，出射场的辐射率为

$$L = \frac{d^2F}{dS_1\cos\theta_1 d\omega_1} = \frac{dI}{dS_1\cos\theta_1}$$

或

$$L = \frac{d^2Fr^2}{dS_1 dS_2\cos\theta_1\cos\theta_2}$$

从而得到

$$d^2F = \frac{LdS_1dS_2\cos\theta_1\cos\theta_2}{r^2} \tag{17-2}$$

由 (17-1) 与 (17-2) 得 P 点的辐照度为

$$dE = \frac{d^2F}{dS_2} = L\cos\theta_2 d\omega_2 \tag{17-3}$$

两个有用的特殊情况：

②恒定辐射率半球面在一平面上产生的辐照度。此时，应用 (17-3) 式有

$$d\omega_2 = 2\pi\sin\theta_2 d\theta_2 \tag{17-4}$$
$$dE = L\cos\theta_2 \cdot 2\pi\sin\theta_2 d\theta_2$$

积分得

$$E = 2\pi L\int_0^{\frac{\pi}{2}}\sin\theta_2\cos\theta_2 d\theta_2 = \pi L \tag{17-5}$$

于是，一个余弦辐射体（朗伯体）在任何方向都有相同的辐射率 $L = E/\pi$。

①来自四面八方的辐射在一个半径为 r 的球面上产生的辐照度。球所接收的通量与其投影面积成正比，即

$$dF = \pi r^2 L d\omega$$

总通量为

$$F = \pi r^2\int_{4\pi} L d\omega = \pi r^2 E_0 \tag{17-6}$$

从而得球面辐照度

$$E_s=\frac{F}{4\pi r^2}=\frac{1}{4}E_0 \tag{17-7}$$

四、诸光学量之间的关系

普赖森多费尔关于辐射在天然水这种散射-吸收媒质中传输所建立的一般理论，使用了美国光学协会1944年色度学会议上所定的一套术语、单位和符号。国际海洋物理学协会于1964年对海洋光学使用了同样的术语，但所用符号不同，见表17-2。

表 17-2 海洋光学中的常用术语与符号对照

术语	单位	符号	
		美国光学学会	国际海洋物理学协会
体积散射函数	$(m\cdot r)^{-1}$	$\sigma(\theta)$	$\beta(\theta)$
后向散射系数	m^{-1}	b	b_b
前向散射系数	m^{-1}	f	b_f
总散射系数	m^{-1}	s	b
深度Z处（θ,φ）方向的辐射率	$W/m^2\Omega$	$N(z,\theta,\phi)$	L
向下标量辐照度	W/m^2	$h(z,-)$	
向上标量辐照度	W/m^2	$h(z,+)$	
总标量辐照度	W/m^2	$h(z)$	E_0
上半球对水平面的（向下）辐照度	W/m^2	$H(z,-)$	E_d
下半球对水平面的（向上）辐照度	W/m^2	$H(z,+)$	E_u
分布函数	比	$D(z,\pm)$	
反射比函数（辐照度反射比）	比	$R(z,-)$或R	R
向下辐照度漫射衰减系数	m^{-1}	$K(z,-)$	K_d
向上辐照度漫射衰减系数	m^{-1}	$K(z,+)$	K_u
吸收系数	m^{-1}	a	a
路径r末端的辐射率与入射辐射率之比	比	N_r/N_0	L_r/L_0
指定程长的射束透射率	比	T	T
总衰减系数	m^{-1}	α	c

这个理论假定了辐射能是单色的。所以下面引入的符号与关系式均应作此理解。由于实际上往往得不到单色实验数据，所以很多数据都是对具有特定峰值波长的特定带宽而言的，因此与理论结果不一致。

图17-2给出了海洋光学的三个基本观测量$\sigma(\theta)$，$N(Z,\theta,\phi)$和N_r/N_0，以及从它们导出的一些光学性质。

铅垂向下Z为正。$Z_2>Z_1$，因此$H_{Z_1}>H_{Z_2}$；$Z+Z>\Delta Z$，因此$N(Z,\theta,\phi)>N(Z+\Delta Z,\theta,\phi)$。当计算$C_0$时，$N_T$和$N_B$都是辐射率的固有值，即未经水衰减前，观察距离为O处的值。

$\sigma(\theta)$、N_r/N_0，及其导数的值，一般与特定位置和深度有关，并确定该位置与深度处水光学性质的瞬时值。

$N(Z,\theta,\phi)$表示水下深度Z处某点周围光场辐射率的方向(θ,ϕ)分布。在一均匀

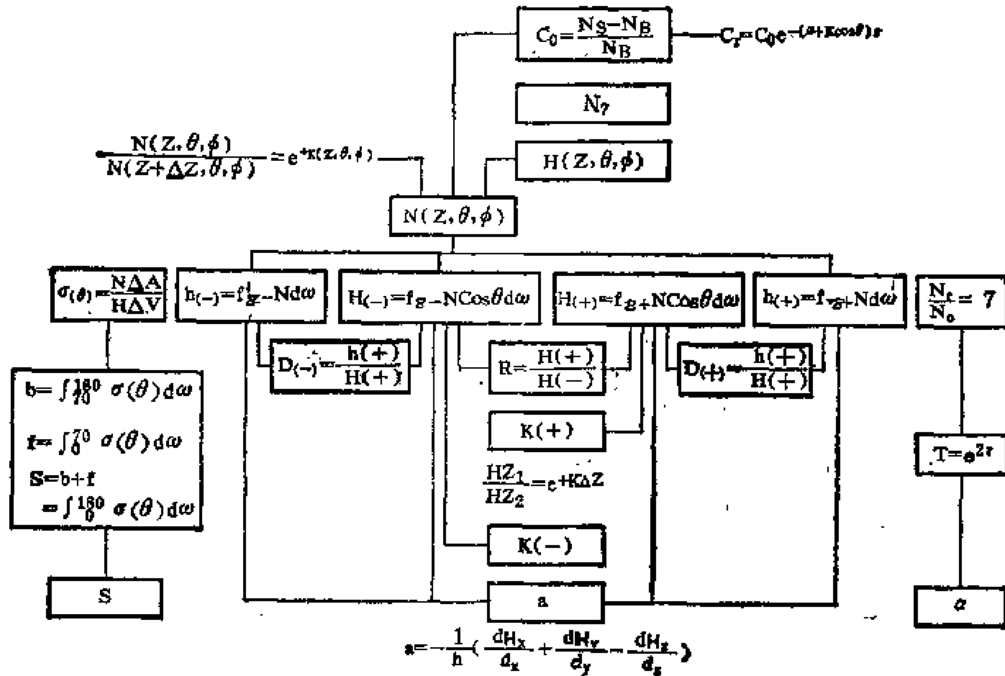


图 17-2 由三个基本观测量计算得出的光学性质示意图

其中

$\int_{\Xi-}$——对整个上半球积分；

$\int_{\Xi+}$——对整个下半球积分；

（一）——通过水平面向下传播的辐射能；

（十）——通过水平面向上传播的辐射能；

$H(z,\ \theta,\ \phi)$——任意深度 z 任意方向（θ，ϕ）的平面上的辐照度，

C_0——未经水衰减前物体的固有衬度；

C_r——在水中经程长 r 衰减后物体的表观衬度；

N_r——在水中行经程长 r 后所测光束的辐射率；

N_0——光束的初始辐射率 = 在空气中的辐射率；

N_T——从某一距离 d 处所看到物体的辐射率；

N_B——从距离 d 处所看到物体周围无穷大水域背景的辐射率。

水域很深的地方，辐射率分布与水面的光照条件无关，而仅仅是 α 和 $\sigma(\theta)$ 的函数，即仅是水的固有衰减与散射性质的函数。当深度不太大时，某点周围的辐射率分布将受边界光场分布的影响。

$D(\pm)$是辐照度分布的粗略单参数描写，辐照度反射率 $R(-)$或 R，以及 $H(\pm)$的深度衰减率 $K(\pm)$等，这几个量都可由 $N(Z,\ \theta,\ \phi)$ 导出，并随辐射率分布的形式而变化，因此在表面附近，即使在均匀水中也将在某种程度上反映辐射率分布随深度的变化。

由辐射率分布导出的光学性质的数值还常与特定的几何位置与深度有关，并确定水在该位置与深度处的瞬态光学性质。

进行图 17-2 中的测量所用的水体积远大于散射粒子的尺寸，因而所测得的是微观场的

统计平均值；另一方面，所用体积一般又比海洋物理学中所关心的许多海洋特征的线度小。

直观推论可以证明，在一个很深的均匀天然水域中，体积散射函数$\sigma(\theta)$、体积衰减系数α，以及由它们导出的全部性质，都是常数。同样，吸收系数a也是常数。除界面附近外，辐射率分布$N(Z, \theta, \phi)$和积分量$h(\pm)$与$H(\pm)$都将随深度指数变化。漫射衰减系数$K(\pm)$、反射率函数$R(-)$，及分布函数$D(\pm)$等也将表现出边界效应。但当深度很大时，它们将渐近趋于常数。

第二节　散　　射

散射和吸收是决定光在海水中传播的基本过程。散射引起光分布的复杂变化。散射研究中的主要量是体积散射函数，它描写散射率的角分布。海水的散射包括水本身的散射和悬浮粒子引起的散射。所以海水是一个由具有吸收本领且形状无规随机取向的粒子组成的复杂色散系统。

原则上讲，散射率的测量必须包括辐射光束的取样体积和在各角度上对该体积散射光的记录。已研制成了若干种散射测量仪，常用的有：固定角度散射仪，用以测量在某一角度上的散射率；可变角度散射仪，用以测量体积散射函数β；以及积分散射仪，用以直接记录总散射系数b。

一、纯水引起的散射

（一）瑞利理论

纯水的散射常被当作一种分子散射，于是可用瑞利理论[3]处理。

设有一均匀电场E，在其作用下，粒子产生偶极矩P＝αE（此处α为粒子的极化率）。N个随机分布各向同性且比波长小得多的粒子沿θ方向的辐射强度可由下式求出

$$i = \frac{8\pi^4 N\alpha^2 E^2}{\lambda^4}(1+\cos^2\theta) \tag{17-8}$$

此即著名的波长四次方定律。

（二）起伏理论

一种比较适合于液体散射的处理方法是起伏理论[4]。起伏理论认为，散射是由液体小体元内密度或浓度起伏引起的，而各小体元的起伏，又是彼此独立的。由此理论可以导出非偏振光的体积散射函数$\beta_0(\theta)$，其关系如下：

$$\beta_0(\theta) = \frac{\pi^2 \eta KT(n^2-1)^2}{18\lambda^4(n^2+2)^2}(1+\cos^2\theta) \tag{17-9}$$

式中　η——热压缩系数；

K——玻耳兹曼常数；

n——折射率；

T——绝对温度。

（17-9）式对各向同性散射中心成立。若考虑到存在各向异性而引起散射光的退偏作用，则有

$$\beta_0(\theta) = \frac{\pi^2}{18}\ \frac{\eta KT}{\lambda^4}\ \frac{(n^2-1)^2}{(n^2+2)^2}\ \frac{6(1+\delta)}{(6-7\delta)}\left(1+\frac{1-\delta}{1+\delta}\cos^2\theta\right) \tag{17-10}$$

其中δ为偏振差[见(17-27)式]。

引入折射率随压强的变化$\partial n/\partial P$，可得

$$\beta_0(\theta)=\frac{2\pi^2}{\lambda^4}KTn^2\frac{1}{\eta}\left(\frac{\partial n}{\partial P}\right)^2\frac{6(1+\delta)}{6-7\delta}\left(1+\frac{1-\delta}{1+\delta}\cos^2\theta\right) \quad (17-11)$$

由此可得散射系数

$$b_0=\frac{8\pi}{3}\beta_0(90^\circ)\frac{2+\delta}{1+\delta} \quad (17-12)$$

道森和赫尔伯德的研究[5]表明，纯水造成的光散射粗略地遵从λ^4定律。在考虑了n的色散与$\partial n/\partial P$的效应后，莫雷尔[6]已将幂指数精确到-4.32。表17-3列出纯水和纯海水的90°体积散射函数$\beta_0(90^\circ)$和总散射系数随波长的变化。

表17-3 纯水和纯海水的90°体积散射射函数$\beta_0(90^\circ)$及总散射系数b_0随波长的变化〔据莫雷尔，1974年〕

λ (毫微米)	纯水 $\beta_0(90^\circ)$ $(10^{-4}米^{-1})$	纯水 b_0 $(10^{-4}米^{-1})$	纯海水 $\beta_0(90^\circ)$ $(10^{-4}米^{-1})$	纯海水 b_0 $(10^{-4}米^{-1})$
350	6.47	103.5	8.41	134.5
375	4.80	76.8	6.24	99.8
400	3.63	58.1	4.72	75.8
425	2.80	44.7	3.63	58.1
450	2.18	34.9	2.84	45.4
475	1.73	27.6	2.25	35.9
500	1.38	22.2	1.80	28.8
525	1.12	17.9	1.46	23.3
550	0.93	14.9	1.21	19.3
575	0.78	12.5	1.01	16.2
600	0.68	10.9	0.88	14.1

二、粒子的散射

（一）海洋中的粒子

海洋中的颗粒性物质可分为有机物与无机物。它们对光的散射作用，取决于其浓度、折射率及形状和大小的分布。

（二）梅氏理论

梅氏[7]曾从电磁理论出发，导出了由球形无吸收粒子对平面单色波散射的严格表达式。梅氏理论对于给定折射率的单一色散粒子系的处理，是以散射光与入射光波长相同，并假定粒子间相互独立为前提的。独立性要求：①球体之间的距离至少在三倍半径以上；②由单个粒子所散射的强度具有可加性；③假定粒子系仅受原光束辐照，即没有多次散射发生，因此总散射率应与粒子数成正比。

设i_1为电矢量垂直于观察平面（即入射波传播方向与观察方向组成的平面）偏振的单位强度入射光束经单个各向同性球沿θ方向的散射强度。i_2为在观察平面内偏振的入射光束的相应散射强度。则梅氏理论给出

$$i_1=\left|\sum_{n=1}^{\infty}\left\{A_n\frac{dP_n(x)}{dx}+B_n\left[x\frac{dP_n(x)}{dx}-(1-x^2)\frac{d^2P_n(x)}{dx^2}\right]\right\}\right|^2$$

$$i_2=\left|\sum_{n=1}^{\infty}\left\{A_n\left[x\frac{dP_n(x)}{dx}-(1-x^2)\frac{d^2P_n(x)}{dx^2}\right]+B_n\frac{dP_n(x)}{dx}\right\}\right|^2 \tag{17-13}$$

其中，$x=-\cos\theta$，$P_n(x)$为n阶勒让德多项式。函数A_n和B_n包括雷卡提-贝塞尔和雷卡提-汉克尔函数，且与半整数阶贝塞尔函数有关。引入这些函数中的仅有物理参数是

$$\alpha=\pi D/\lambda$$

$$\beta=m\alpha$$

式中　D——粒子的直径；　(17-14)

λ——周围介质中的入射波长；

m——粒子相对于周围介质的折射率。

由随机偏振的单位入射光束在θ方向产生的散射为

$$i(\theta)=\frac{\lambda^4}{8\pi^2}(i_1+i_2) \tag{17-15}$$

将上式对θ积分得总散射辐射

$$I=2\pi\int_0^{\pi}i(\theta)\sin\theta\, d\theta$$

$$=\frac{\lambda^2}{4\pi}\int_0^{\pi}(i_1+i_2)\sin\theta\, d\theta \tag{17-16}$$

将I除以粒子的横截面$\pi D^2/4$，得一无量纲数K

$$K=\frac{4I}{\pi D^2}=\frac{1}{\alpha^2}\int_0^{\pi}(i_1+i_2)\sin\theta d\theta \tag{17-17}$$

K称为有效因子或有效面积系数。由此可得，

当每单位体积有N个粒子时的散射系数b

$$b=KN\pi D^2/4 \tag{17-18}$$

对于有多种粒子的复杂色散系统，散射系数可写成

$$b=\frac{\pi}{4}\sum_i K_iN_iD_i^2 \tag{17-19}$$

对于有吸收的粒子，须引入复折射率

$$m=n+jn' \tag{17-20}$$

式中，$n'=a\lambda/4\pi$，a为吸收系数。

三、体积散射函数$\beta(\theta)$

对于单色光，利用方程

$$\beta(\theta)=\frac{L\Delta A}{E\Delta V}=\frac{I}{E\Delta V} \tag{17-21}$$

就可得到体积散射函数在角度θ的一个值。其中E是落到散射体积ΔV上的照度，而L（或I）是在指定角度θ上因散射所测得的辐射率（或辐射强度）。这个方程可写成

$$\beta(\theta)=\frac{E_\theta r^2}{E\Delta V} \tag{17-22}$$

其中 E_θ 是位于角 θ 且面对散射体的光电探测器上的照度。r 是 ΔV 与光电探测器之间的距离。方程的这种形式对于实验室测量（即当 r 很小时）特别有用。$\beta(90°)$ 叫做瑞利比。表17-4，表17-5，表17-6，表17-7，表17-8，表17-9列出了海水体积散射函数的丰富实测数据。

表 17-4 瑞利比的绝对光谱值（净水、非偏振光）[克劳特和丹德利柯，1955年]

λ (毫微米)	$\beta(90°)$ (厘米$^{-1}$)
365.0	6.80×10^{-6}
404.7	4.05×10^{-6}
435.8	2.89×10^{-6}
546.1	1.05×10^{-6}

表 17-5 海水粒子散射函数 $\beta(\theta)$ 和 $\beta(\theta)sin\theta$ 的相对值[鲍尔，莫雷尔，1967年]

θ (度)	$\frac{\beta(\theta)}{\beta(90°)}$	$\frac{\beta(\theta)\sin\theta}{\beta(90°)}$	λ	$\Delta\lambda$
1	34,400	585	500	50
1.5	26,100	678		
2	19,100	668		
2.5	13,100	571		
3	8,500	442		
4	4,750	332		
5	2,990	260		
6	1,920	202		
7	1,300	154		
8	915	127		
9	670	104		
10	500	87		
11	395	75.5		
12	314	65.3		
13	257	57.7		
14	224	54.2		
20	102	34.8	465	…
30	31.7	15.8		
37.5	15.7	9.55	546	…
45	8.5	6.00		
60	3.41	2.95		
75	1.61	1.55		
90	1.00	1.00		
105	0.74	0.715		
120	0.65	0.563		
135	0.65	0.460		
142.5	0.70	0.426		
150	0.87	0.435		

表 17-6 散射函数值 圣地牙哥湾；1957年6月30日；2050次；9米深处；水深20米[里斯和塔克，1970年]

θ (度)	β(θ) (米⁻¹.立体角⁻¹)	θ (度)	β(θ) (米⁻¹.立体角⁻¹)	θ (度)	β(θ) (米⁻¹.立体角⁻¹)
16	1.00×10^{0}	64	1.97×10^{-2}	112	4.82×10^{-3}
19	6.79×10^{-1}	67	1.64×10^{-2}	115	4.68×10^{-3}
22	4.77×10^{-1}	70	1.35×10^{-2}	118	4.56×10^{-3}
25	3.47×10^{-1}	73	1.23×10^{-2}	121	4.49×10^{-3}
28	2.62×10^{-1}	76	1.13×10^{-2}	124	4.40×10^{-3}
31	2.01×10^{-1}	79	9.73×10^{-3}	127	4.42×10^{-3}
34	1.49×10^{-1}	82	8.85×10^{-3}	130	4.46×10^{-3}
37	1.18×10^{-1}	85	8.30×10^{-3}	133	4.56×10^{-3}
40	8.99×10^{-2}	88	7.62×10^{-3}	136	4.73×10^{-3}
43	6.93×10^{-2}	91	7.02×10^{-3}	139	4.86×10^{-3}
46	5.41×10^{-2}	94	6.47×10^{-3}	142	4.95×10^{-3}
49	4.20×10^{-2}	97	6.15×10^{-3}	145	5.14×10^{-3}
52	3.27×10^{-2}	100	5.73×10^{-3}	148	5.32×10^{-3}
55	2.90×10^{-2}	103	5.28×10^{-3}	151	5.51×10^{-3}
58	2.59×10^{-2}	106	5.00×10^{-3}	154	5.64×10^{-3}
61	2.30×10^{-2}	109	4.91×10^{-3}	157	5.55×10^{-3}

表 17-7 散射函数值 北纬32°16′，西经117°20′；1966年7月21日；29米深处，水深1280米[里斯和塔克，1970年]

θ (度)	β(θ) (米⁻¹.体体角⁻¹)	θ (度)	β(θ) (米⁻¹.立体角⁻¹)	θ (度)	β(θ) (米⁻¹.立体角⁻¹)
16	1.23×10^{-1}	67	1.53×10^{-3}	118	4.95×10^{-4}
19	8.85×10^{-2}	70	1.36×10^{-3}	121	5.09×10^{-4}
22	5.32×10^{-2}	73	1.18×10^{-3}	124	5.28×10^{-4}
25	4.23×10^{-2}	76	1.06×10^{-3}	127	5.18×10^{-4}
28	2.95×10^{-2}	79	9.50×10^{-4}	130	5.28×10^{-4}
31	2.15×10^{-2}	82	8.21×10^{-4}	133	5.37×10^{-4}
34	1.48×10^{-2}	85	7.52×10^{-4}	136	5.41×10^{-4}
37	1.12×10^{-2}	88	6.93×10^{-4}	139	5.46×10^{-4}
40	9.17×10^{-3}	91	6.70×10^{-4}	142	5.64×10^{-4}
43	7.52×10^{-3}	94	6.38×10^{-4}	145	6.01×10^{-4}
46	5.87×10^{-3}	97	5.73×10^{-4}	148	6.24×10^{-4}
49	4.18×10^{-3}	100	5.64×10^{-4}	151	6.38×10^{-4}
52	3.40×10^{-3}	103	5.41×10^{-4}	154	6.47×10^{-4}
55	2.88×10^{-3}	106	5.14×10^{-4}	157	6.65×10^{-4}
58	2.38×10^{-3}	109	5.41×10^{-4}	160	6.70×10^{-4}
61	2.04×10^{-3}	112	5.00×10^{-4}		
64	1.76×10^{-3}	115	4.95×10^{-4}		

表 17-8 散射函数值 北纬 32°31，西经 117°31′；1967 年 8 月 23 日；38 米深处；水深 1200 米[里斯和塔克 1970 年]

θ (度)	β (θ) (米⁻¹.立体角⁻¹)	θ (度)	β (θ) (米⁻¹.立体角⁻¹)	θ (度)	β (θ) (米⁻¹.立体角⁻¹)
16	2.53×10^{-2}	67	4.01×10^{-4}	118	1.72×10^{-4}
19	1.63×10^{-2}	70	3.46×10^{-4}	121	1.73×10^{-4}
22	1.17×10^{-2}	73	3.34×10^{-4}	124	1.74×10^{-4}
25	8.49×10^{-3}	76	3.01×10^{-4}	127	1.73×10^{-4}
28	5.92×10^{-3}	69	2.69×10^{-4}	130	1.78×10^{-4}
31	4.27×10^{-3}	82	2.47×10^{-4}	133	1.86×10^{-4}
34	3.30×10^{-3}	85	2.40×10^{-4}	136	1.99×10^{-4}
37	2.60×10^{-3}	88	2.22×10^{-4}	139	2.06×10^{-4}
40	1.99×10^{-3}	91	2.02×10^{-4}	142	2.14×10^{-4}
43	1.55×10^{-3}	94	1.91×10^{-4}	145	2.17×10^{-4}
46	1.23×10^{-3}	97	1.81×10^{-4}	148	2.21×10^{-4}
49	9.36×10^{-4}	100	1.78×10^{-4}	151	2.28×10^{-4}
52	7.34×10^{-4}	103	1.77×10^{-4}	154	2.38×10^{-4}
55	6.51×10^{-4}	106	1.74×10^{-4}	157	2.38×10^{-4}
58	5.83×10^{-4}	109	1.71×10^{-4}	160	2.45×10^{-4}
61	5.41×10^{-4}	112	1.68×10^{-4}		
64	4.63×10^{-4}	115	1.67×10^{-4}		

表 17-9 散射函数值 北纬 32°31′，西经117°21′；1967年 8 月 28日；737 米深处，水深 1200 米[里斯和塔克，1970 年]

θ (度)	β (θ) (米⁻¹.立体角⁻¹)	θ (度)	β (θ) (米⁻¹.立体角⁻¹)	θ (度)	β (θ) (米⁻¹.立体角⁻¹)
16	2.61×10^{-3}	67	1.45×10^{-4}	118	1.14×10^{-4}
19	1.90×10^{-3}	70	1.28×10^{-4}	121	1.17×10^{-4}
22	1.45×10^{-3}	73	12.4×10^{-4}	124	1.18×10^{-4}
25	1.03×10^{-3}	76	1.18×10^{-4}	127	1.22×10^{-4}
28	7.89×10^{-4}	79	1.12×10^{-4}	130	1.26×10^{-4}
31	6.84×10^{-4}	82	1.10×10^{-4}	133	1.32×10^{-4}
34	5.41×10^{-4}	85	1.09×10^{-4}	136	1.42×10^{-4}
37	4.40×10^{-4}	88	1.06×10^{-4}	139	1.51×10^{-4}
40	3.67×10^{-4}	91	1.05×10^{-4}	142	1.56×10^{-4}
43	3.17×10^{-4}	94	1.03×10^{-4}	145	1.58×10^{-4}
46	2.88×10^{-4}	97	1.02×10^{-4}	148	1.63×10^{-4}
49	2.43×10^{-4}	100	1.03×10^{-4}	151	1.68×10^{-4}
52	2.16×10^{-4}	103	1.03×10^{-4}	154	1.72×10^{-4}
55	2.05×10^{-4}	106	1.03×10^{-4}	157	1.76×10^{-4}
58	1.91×10^{-4}	109	1.07×10^{-4}	160	1.77×10^{-4}
61	1.77×10^{-4}	112	1.08×10^{-4}		
64	1.60×10^{-4}	115	1.10×10^{-4}		

四、散射光的偏振

设 $I_{/\!/}$ 和 $I_\perp$ 分别表示电矢量平行和垂直于入射光束与散射光束所成平面的散射光强，则在 θ 角方向的总散射光强为

$$I = I_{/\!/} + I_\perp$$

偏振度定义为

$$P = \frac{I_\perp - I_{/\!/}}{I_\perp + I_{/\!/}}$$

由简单的几何关系可得

$$I_\perp = A^2 \qquad I_{/\!/} = A^2\cos^2\theta \tag{17-23}$$

因此有

$$P = \frac{1-\cos^2\theta}{1+\cos^2\theta} = \frac{\sin^2\theta}{1+\cos^2\theta} \tag{17-24}$$

这一方程首先由瑞利得到，而且可由梅氏方程（17-13）导出。由此可绘出一条对称的 P 曲线，在 $\theta=\pi/2$ 时发生全偏振，电矢量垂直于观察平面振动。由上，对各向同性散射中心可得

$$I = I\left(\frac{\pi}{2}\right)(1+\cos^2\theta) \tag{17-25}$$

方程（17-24）和（17-25）对水并不严格成立，纯水在 $\theta=\pi/2$ 时也只产生部分偏振。

对各向异性散射中心，可在方程（17-16）中加一项非偏振的均匀散射项 $2B^2$，得

$$\begin{aligned} I_\perp &= A^2 + B^2 \\ I_{/\!/} &= A^2\cos^2\theta + B^2 \end{aligned} \tag{17-26}$$

引入偏振差 δ

$$\delta = \frac{I\left(\frac{\pi}{2}\right)_{/\!/}}{I\left(\frac{\pi}{2}\right)_\perp} = \frac{B^2}{A^2+B^2} \tag{17-27}$$

由此得

$$P\left(\frac{\pi}{2}\right) = \frac{1-\delta}{1+\delta} \tag{17-28}$$

相应的强度可写成

$$\begin{aligned} I &= I\left(\frac{\pi}{2}\right)\left(1+\frac{1-\delta}{1+\delta}\cos^2\theta\right) \\ &= I\left(\frac{\pi}{2}\right)\left[1+P\left(\frac{\pi}{2}\right)\cos^2\theta\right] \end{aligned} \tag{17-29}$$

此式对纯水适用。可靠的测量得到，满足 $P\left(\frac{\pi}{2}\right)=83.5\%$ 的 $\delta=0.090$。

第三节　海面与辐射的相互作用[8][9]

一、海面上的总辐射

由于大气对太阳辐射的散射，使入射到海面上的辐射包含两种不同性质的成分：一是复

盖于290—3000毫微米谱段的直接日光；另一是短波辐射占优势的漫射天光。总入射辐射中的光谱分布与太阳高度有关。当太阳高度超过15°时，对总辐射光谱分布的影响不大；而低于15°时，总辐射中天光比重增大而使光谱中的短波部分相对变大。空气浊度与云对可见谱段光谱成分的影响不大。

来自太阳的直接辐射是非偏振的，而晴空天光是部分偏振的，其偏振度与太阳高度、空气浊度、以及所观察的区域有关。

二、海面反射

（一）直接辐射的反射

将入射辐射的电矢量分解为平行和垂直于入射面的分量，则在海面上菲涅耳公式成立

$$\rho_{/\!/}=\frac{\mathrm{tg}^2(i-j)}{\mathrm{tg}^2(i+j)}$$

$$\rho_{\blacktriangle}=\frac{\sin^2(i+j)}{\sin^2(i+j)} \tag{17-30}$$

其中 i 为入射角，j 为折射角，且通常的反射定律与折射定律成立。由于直射日光是非偏振的，所以反射率 ρ_s 等于 $\rho_{/\!/}$ 与 $\rho_{\blacktriangle}$ 的平均值

$$\rho_s=\frac{1}{2}\left[\frac{\sin^2(i-j)}{\sin^2(i+j)}+\frac{\mathrm{tg}^2(i-j)}{\mathrm{tg}^2(i+j)}\right] \tag{17-31}$$

对于正入射情况，平行与垂直分量无区别，从而有

$$\rho_{/\!/}=\rho_{\blacktriangle}=\rho_s=\frac{(n-1)^2}{(n+1)^2} \tag{17-32}$$

当 $i+j=90°$时，由折射定律 $n=\sin i/\sin j$ 得

$$\mathrm{tg}\, i=n \qquad \text{（布儒斯特定律）} \tag{17-33}$$

而且反射光中只有垂直分量。对于水面，取 $n=4/3$，则得布儒斯特角 $i=53.1°$。此时有

$$\rho_s=\frac{1}{2}\left(\frac{n^2-1}{n^2+1}\right)^2 \tag{17-34}$$

（二）漫辐射的反射

定量地表示漫射分量的反射比较困难，但在一级近似下可假定，等辐射率的漫射光系来自四面八方辐射率为 L 的天光。入射角为 i 时的反射率 $\rho(i)$ 可由菲涅耳公式求得，据反射率的定义可得漫射光的反射率为

$$\rho_d=\frac{2\pi\int_0^{\frac{\pi}{2}}\rho(i)L\sin i\cos i\,di}{2\pi\int_0^{\frac{\pi}{2}}L\sin i\cos i\,di}=\int_0^{\frac{\pi}{2}}\rho(i)\sin 2i\,di \tag{17-35}$$

（三）总辐射的反射率

总反射率可写成

$$\rho=\frac{E_r}{E}=\rho_s(1-n)+\rho_d n \tag{17-36}$$

式中 E——入射辐照度；

E_r——反射辐照度；

n——天空辐射占总辐射的比例。

在研究低太阳高度对反射率的影响和近海表层向下的辐射本领时，要考虑波浪效应。

（四）漫反射系数的概念

因为海表面上下两侧都发生反射，所以为了仔细研究海面的反射过程而引入下列符号：

E_{ad}——空气中的向下辐照度；

E_{au}——空气中的向上辐照度；

E_{wd}——水中的向下辐照度；

E_{wu}——水中的向上辐照度；

ρ_a——空气中的反射率；

ρ_w——水中的反射率。

海洋的漫反射系数A定义为离开海面的辐射能与落到海面上的辐射能之比：

$$A=\frac{E_{au}}{E_{ad}} \tag{17-37}$$

上述定义满足以下恒等式

$$E_{ad}-E_{au}=E_{wd}-E_{wu}$$
$$E_{au}=\rho_a E_{ad}+E_{wu}-\rho_w E_{wu} \tag{17-38}$$

从而，漫反射系数可写成

$$A=\rho_a+(1-\rho_w)\frac{E_{wu}}{E_{ad}} \tag{17-39}$$

三、海面折射

设入射角和折射角分别为 i 和 j，则斯涅耳折射定律成立

$$\frac{\sin i}{\sin j}=n$$

并有上节的菲涅耳公式成立。斯涅耳折射定律只有在平滑海平面时才成立。波浪会引起斯涅耳立体锥的光滑边缘射线的方向起伏。最大辐射率的方向偏离可达 ±15% 。

对掠射角($i=90°$)的情况，可得临界折射角 $j=48.5°$。当从海内向上看时，天穹被限制在48.5°的半立体角锥内。

表 10-10 列出海水折射率随温度、盐度的变化。

四、海面辐射率与辐照度的变化

由简单的几何考虑可得，折射率为 n 的水下，辐射率 L_w 是大气中辐射率 L_a 在界面上反射损耗净余量的n^2倍，即

$$L_w=n^2(1-\rho)L_a \tag{17-40}$$

空气和水中的向下辐照度分别为

$$dE_a=L_a\cos i\,d\omega_a=L_a\cos i\sin i\,d\phi\,di$$
$$dE_w=L_w\cos j\,d\omega_w=L_w\cos j\sin j\,d\phi\,dj \tag{17-41}$$

表 17-10 折射率差（n-1.30000）×10⁶随温度、盐度的变化（λ=589.3 毫微米）
［据萨杰尔，1974年］

盐 度 (‰)	温度（°C）			
	0	10	20	30
0	3400	3369	3298	3194
5	3498	3463	3390	3284
10	3597	3557	3482	3374
15	3695	3652	3573	3464
20	3793	3746	3665	3554
25	3892	3840	3757	3644
30	3990	3934	3849	3734
35	4088	4028	3940	3824
40	4186	4123	4032	3914

利用（17-40）和折射定律可得

$$dE_w=(1-\rho)dE_a \tag{17-42}$$

（17-42）式指出，海空界面反射的影响仅仅使得平行于界面的平面的向上辐照度发生变化。

第四节 辐射在海水中的传播[8]

一、散射光的简单积分

假定在近表层只有直射日光，且忽略多次散射，则散射光的辐射率可由简单积分求得。令 E 为近表层的辐照度，如图 17-3 所示。则 P 点的小体元 dv 上的辐照度为

$$E\sec je^{-cZ\sec j} \tag{17-43}$$

该体元在由角 α 和入射束所决定的方向(θ,ϕ)上的散射强度为

$$dI=E\sec je^{-cZ\sec j}\beta(\alpha)dv \tag{17-44}$$

其中 ϕ 为方位角（对入射面，$\phi=0$），且有

$$\cos\alpha=\cos j\cos\theta+\sin j\sin\theta\cos\phi \tag{17-45}$$

在 Q 点与 PQ 垂直的平面上的辐照度为

$$dE_{sc}=E\sec je^{-cZ\sec j}\beta(\alpha)dv\cdot\frac{1}{r^2}e^{-cr} \tag{17-46}$$

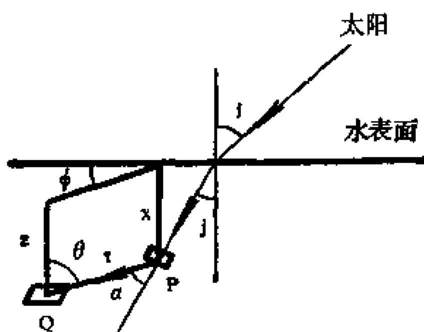


图 17-3 散射光辐射率的计算

其中

$$dv=r^2d\omega dr$$

假定Q 点的辐射率为 $L_r=dE_{sc}/d\omega$，则在太阳垂直面（即天球地平坐标中太阳所在半径圈之面）上关于 r 从 0 到 $Z\sec\theta$ 积分则得上半球面沿 θ 方向$\left(0\leqslant\theta\leqslant\frac{\pi}{2}\right)$的辐射率$L(\theta)$

$$L(\theta)=E\sec j\frac{\beta(\theta-j)}{c}\cdot\frac{\sec\theta}{\sec\theta-\sec j}(e^{-cZ\sec j}-e^{-cZ\sec\theta}) \tag{17-47}$$

辐射率在表层等于 0，而在一个与散射函数无关的深度 Z_m 处达到极大。将（17-47）对 Z 求极值得到

$$Z_m = \frac{1}{c}\frac{\ln\sec\theta - \ln\sec j}{\sec\theta - \sec j} \tag{17-48}$$

当 $\theta = j$ 时，得

$$Z_m = \frac{1}{c}\cos j \tag{17-49}$$

对于下半球面，在太阳垂直面内从深度 Z 到无穷积分，得

$$L(\theta) = E\sec j\,\frac{\beta(\theta - j)}{c}\,\frac{\sec\theta}{\sec\theta\sec j}\,e^{-cZ\sec j} \tag{17-50}$$

Q 点处水平面上散射光的向下辐照度由下式给出

$$dE_{sc} = E\sec j\,e^{-cZ\sec j}\beta(\alpha)\sin\theta\cos\theta\,e^{-cr}d\phi\,d\theta\,dr \tag{17-51}$$

对 r 从 0 到 $Z\sec\theta$ 积分，得

$$E_{sc} = E\sec j\,e^{-cZ\sec j}\,\frac{1}{c}\int_0^{2\pi}\int_0^{\frac{\pi}{2}}\frac{\beta(\alpha)\sin\theta}{\sec\theta - \sec j}\left[1 - e^{-cZ(\sec\theta - \sec j)}\right]d\phi\,d\theta \tag{17-52}$$

如果忽略天光，则总辐照度 E_d 就等于深度 Z 处直达日光与散射光的辐照度之和，即

$$E_d = Ee^{-cZ\sec j}\left\{1 + \frac{\sec j}{c}\int_0^{2\pi}\int_0^{\frac{\pi}{2}}\frac{\beta(\alpha)\sin\theta}{\sec\theta - \sec j}\times\left[1 - e^{-cZ(\sec\theta - \sec j)}\right]d\phi\,d\theta\right\} \tag{17-53}$$

当太阳处于天顶位置（$j = 0$）及光学路径深度很小（$cZ \to 0$）时，上式简化为

$$E_d = Ee^{-cZ}\left(1 + 2\pi Z\int_0^{\frac{\pi}{2}}\beta(\theta)\sin\theta\,d\theta\right) \tag{17-54}$$

又因整个函数中后向散射所占比例很小，故上式又可写成

$$E_d = Ee^{-cZ + bZ} = Ee^{-az} \tag{17-55}$$

（17-55）式指出，表层辐照度的衰减可视为仅由吸收所致。

对无穷深度积分可得完全散射光向上辐照度的一般表达式

$$E_u = E\sec j\,e^{-cZ\sec j}\,\frac{1}{c}\times\int_0^{2\pi}\int_0^{\frac{\pi}{2}}\frac{\beta(\alpha)\sin\theta}{\sec\theta - \sec j}\,d\phi\,d\theta \tag{17-56}$$

二、向下辐照度与太阳高度的关系

方程（17-53）给出太阳高度对辐照度的影响。现定义垂直辐照度衰减系数 K_d

$$E_d = E_0 e^{-K_d Z} \tag{17-57}$$

在一级近似下，可用下面的两个方程描述太阳高度的影响

$$\frac{\sin i}{\sin j} = \frac{\sin(90^\circ - h_s)}{\sin j} = \frac{4}{3}$$

$$E_d = E_0 e^{-K_d(90^\circ)Z/\cos j} \tag{17-58}$$

式中 h_s 为太阳高度；$K_d(90^\circ)$ 为太阳天顶位置的垂直辐照度系数。

三、标量辐照度

根据能量守恒定律，吸收媒质中辐照度矢量的散度与吸收系数有下述关系

$$\mathrm{div}\,\bar{E} = -aE。\tag{17-59}$$

对海洋，其辐照度的水平变化很小，故上式化为

$$\frac{d(E_d - E_u)}{dz} = -aE。\tag{17-60}$$

此即格森方程。若 $E_u \ll E_d$，则（17-60）化为太阳天顶位置时的表层方程（17-56）。

关于向下辐照度矢量，应有下式成立：

$$K_E = -\frac{1}{E_d - E_u}\cdot\frac{d(E_d - E_u)}{dz}$$

$$E = E_d - E_u \tag{17-61}$$

由（17-60）得

$$\frac{a}{K_E} = \frac{E}{E_0}$$

或者

$$\frac{a}{K_E} = \frac{E_d}{E_0}\left(1 - \frac{E_u}{E_d}\right) \tag{17-62}$$

四、辐射传输方程

象海水这种吸收-散射媒质中，辐射传输可由下述经典方程描写

$$\frac{dL(Z,\theta,\phi)}{dr} = -cL(Z,\theta,\phi) + \overline{L}(Z,\theta,\phi) \tag{17-63}$$

右边第一项表示衰减损失，第二项表示散射增益，又称为行程函数，一般可表示成

$$\overline{L}(Z,\theta,\phi) = \int_{\phi'=0}^{2\pi}\int_{\theta'=0}^{\pi}\beta(\theta,\phi;\ \theta',\phi')$$

$$\times L(Z,\theta',\phi')\sin\theta' d\theta' d\phi' \tag{17-64}$$

方程（17-63）可写成

$$c = \frac{\overline{L}}{L} - \frac{1}{L}\frac{dL}{dr}$$

适当安排测试仪器可使 $\overline{L}$ 很小，从而有

$$c = -\frac{1}{L}\frac{dL}{dr} \tag{17-65}$$

将 $Z = r\cos\theta$ 代入上式，得

$$c = -\frac{1}{L}\frac{dL}{dZ}\cos\theta \tag{17-66}$$

或者

$$c = K_L\cos\theta$$

在经典方程（17-63）中，令 $Z = r\cos\theta$，θ 表示天底与通量传播方向间的夹角。在球面上积分，得

$$\frac{d(E_d - E_u)}{dZ} = -cE_0 + bE_0 = -aE_0 \tag{17-67}$$

此即格森方程（17-60），其中E_0为标量辐照度。

五、目标的表观辐射率

设在深度Z_t处有一目标点，而在深度Z且与目标点相距r处有一观察点，路径沿方向$(\pi-\theta,\phi+\pi)$（θ为天底与通量方向的夹角），因此有$Z-Z_t=r\cos\theta$。

对光学均匀媒质，将方程（17-63）沿路径（$Z_t,\ \theta,\phi,r$）积分则得目标的表观辐射率表达式

$$L_r(Z,\theta,\phi)=L_0(Z_t,\theta,\phi)e^{-cr}+\int_0^r \overline{L}(Z',\theta,\phi)e^{-c(r-r')}dr' \tag{17-68}$$

式中，L_0为目标的固有辐射率，而$Z'=Z_t+r'\cos\theta$。（17-68）表示，表观辐射率L_r可写成透射的固有辐射率与路径辐射率之和。路径辐射率由路径(Z_t,θ,ϕ,r)上每一点直到观察点上沿$(\pi-\theta,\phi+\pi)$方向的散射通量组成。

普赖森多费尔证明，$\overline{L}(Z,\theta,\phi)$可近似写成

$$\overline{L}(Z,\theta,\phi)=\overline{L}(0,\theta,\phi)e^{-\overline{K}Z} \tag{17-69}$$

其中$\overline{K}$与深度无关。

（17-68）与（17-67）联立求解，可得

$$L_r(Z,\theta,\phi)=L_0(Z_t,\theta,\phi)e^{-cr}+\frac{\overline{L}(Z,\theta,\phi)}{c-\overline{K}\cos\theta}\left[1-e^{-(c-\overline{K}\cos\theta)r}\right] \tag{17-70}$$

六、辐射率分布的实测值

表17-11列出了晴天时七种深度的相对辐射率分布，地点是美国爱达荷州（彭德奥赖利湖）。表17-12列出阴天时同一湖水的相对辐射率分布。两个表所得的数据都是用分辨率为6.6°、峰值透射率为480毫微米、峰值透过的光学半宽度为64毫微米的辐射率收集器测量的。

图17-4描绘了在太阳垂直面内，辐射率随深度的变化。水质是地中海的清净水，收集器的分辨率1.3°，太阳天顶角和深度在图上一起标出（伦德格伦，1976年）。

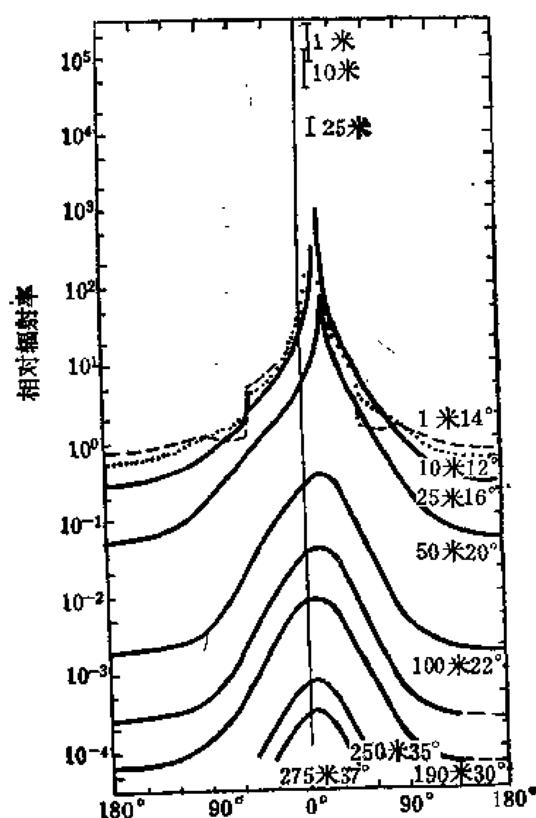


图17-4　在太阳垂直面内辐射率随深度的变化

表 17-11 晴天相对辐射率分布〔泰勒，1970年〕

倾角θ	方位角 φ，度									
度	0	20	40	60	80	100	120	140	160	180
深度，4.24 米；太阳高度，56.6°										
0	204,000	204,000	204,000	204,000	204,000	204,000	204,000	204,000	204,000	204,000
10	541,000	481,000	374,000	286,000	220,000	174,000	139,000	119,000	108,000	[illegible]
20	4,300,000	1,320,000	545,000	277,000	168,000	118,000	93,000	79,600	72,100	[illegible]
30	7,980,000	1,100,000	401,000	198,000	123,000	87,200	69,400	59,700	54,500	[illegible]
40	573,000	427,000	234,000	135,000	90,300	68,300	56,300	48,700	44,100	[illegible]
50	207,000	164,000	106,000	69,500	49,300	37,700	31,000	26,500	23,800	23,200
60	114,000	91,800	66,400	47,700	35,300	27,300	22,300	19,000	17,100	[illegible]
70	61,300	55,800	45,100	34,300	26,700	21,200	17,500	14,800	13,200	[illegible]
80	41,500	38,200	31,500	25,100	20,100	16,100	12,900	11,300	10,000	9,160
90	26,900	25,300	21,500	17,600	14,200	11,700	9,640	8,360	7,820	7,480
100	17,000	16,000	13,900	11,700	9,940	8,590	7,620	6,860	6,390	6,140
110	11,200	10,700	9,280	8,060	7,180	6,490	5,990	5,600	5,340	5,220
120	7,430	7,170	6,630	6,020	5,500	5,250	5,000	4,800	4,670	4,500
130	5,360	5,220	4,950	4,710	4,520	4,320	4,180	4,040	4,010	3,990
140	4,230	4,170	4,040	3,960	3,850	3,780	3,710	3,650	3,620	3,600
150	3,570	3,560	3,520	3,480	3,440	3,380	3,340	3,300	3,280	3,280
160	3,250	3,250	3,250	3,250	3,250	3,240	3,240	3,240	3,230	3,230
170	3,110	3,110	3,110	3,110	3,110	3,110	3,110	3,110	3,110	3,110
180	3,050	3,050	3,050	3,050	3,050	3,050	3,050	3,050	3,050	3,050
深度，10.4 米；太阳高度，56.6°										
0	127,000	127,000	127,000	127,000	127,000	127,000	127,000	127,000	127,000	127,000
10	274,000	258,000	215,000	166,000	129,000	103,000	86,800	78,300	73,300	71,400
20	1,970,000	610,000	284,000	158,000	101,000	72,000	57,300	49,600	46,500	45,400
30	2,540,000	472,000	208,000	110,000	68,500	49,200	39,000	33,400	30,900	30,300
40	298,000	207,000	118,000	71,000	46,900	34,400	27,200	22,900	20,300	19,200
50	118,000	104,000	69,900	45,900	31,300	23,000	17,700	14,800	13,500	13,000
60	55,900	51,400	41,000	29,400	20,400	14,700	11,600	9,670	8,700	8,360
70	32,500	30,100	24,000	17,900	13,200	10,100	8,150	6,800	6,100	5,760
80	18,100	17,200	14,700	11,400	8,740	6,900	5,660	4,800	4,320	4,150
90	10,600	10,100	8,700	7,020	5,630	4,640	3,960	3,530	3,320	3,270
100	6,500	6,160	5,540	4,800	4,000	3,380	3,000	2,730	2,390	2,340
110	4,320	4,120	3,750	3,320	2,880	2,500	2,260	2,110	2,030	2,010
120	2,940	2,830	2,640	2,440	2,220	1,970	1,840	1,750	1,700	1,690
130	2,020	1,980	1,930	1,860	1,770	1,720	1,630	1,570	1,540	1,530
140	1,630	1,620	1,610	1,570	1,540	1,500	1,450	1,420	1,390	1,390
150	1,410	1,410	1,400	1,370	1,350	1,330	1,310	1,280	1,260	1,260
160	1,240	1,240	1,240	1,240	1,240	1,240	1,240	1,240	1,230	1,230
170	1,180	1,180	1,180	1,180	1,180	1,180	1,180	1,180	1,180	1,180
180	1,180	1,180	1,180	1,180	1,180	1,180	1,180	1,180	1,180	1,180
深度，16.6米；太阳高度，56.6°										
0	59,100	59,100	59,100	59,100	59,100	59,100	59,100	59,100	59,100	59,100
10	121,000	111,000	93,100	74,100	59,900	48,700	41,000	36,500	34,000	33,200
20	350,000	183,000	109,000	71,500	49,400	36,900	29,100	24,400	21,900	11,200
30	385,000	169,000	86,200	53,000	36,300	26,700	20,400	16,700	14,600	13,800
40	88,200	75,900	53,500	35,700	24,500	17,900	13,600	10,300	9,380	8,780
50	45,300	41,000	31,700	21,700	14,900	11,100	8,550	6,860	5,880	5,490
60	24,400	22,500	17,400	12,500	9,030	6,950	5,500	4,590	3,960	3,670
70	12,400	11,200	9,100	7,230	5,670	4,520	3,490	3,040	2,670	2,530
80	6,750	6,360	5,490	4,510	3,640	2,990	2,500	2,130	1,870	1,750
90	4,050	3,770	3,280	2,790	2,340	1,970	1,660	1,440	1,310	1,250
100	2,360	2,280	2,070	1,800	1,540	1,330	1,180	1,070	990	964
110	1,520	1,470	1,350	1,210	1,096	982	891	832	796	778
120	1,010	995	946	884	816	758	711	684	666	656

续表

顶角 θ 度	方位角 φ，度 0	20	40	60	80	100	120	140	160	180
深度，16.6米；太阳高度，56.6°										
130	740	732	717	685	658	633	606	584	572	564
140	595	587	581	566	550	536	522	512	510	510
150	502	499	497	495	486	480	472	465	462	462
160	451	451	451	450	447	443	439	434	433	[illegible]
170	422	422	422	422	422	422	422	422	422	422
180	418	418	418	418	418	418	418	418	418	418
深度，29.0米；太阳高度，56.6°										
0	9,630	9,630	9,630	9,630	9,630	9,630	9,630	9,630	9,630	9,630
10	14,300	13,300	12,000	10,600	9,460	8,410	7,540	6,850	6,330	6,080
20	22,100	16,300	12,100	9,530	7,730	6,440	5,490	4,750	4,220	3,960
30	20,000	13,500	9,280	6,990	5,560	4,620	3,900	3,320	2,880	2,680
40	9,970	8,090	6,080	4,740	3,820	3,110	2,590	2,180	1,820	1,660
50	5,110	4,610	3,750	3,040	2,490	2,030	1,650	1,350	1,100	993
60	2,780	2,490	2,070	1,730	1,440	1,210	1,010	842	708	651
70	1,440	1,330	1,140	986	839	719	618	530	455	425
80	799	739	657	579	505	444	389	343	303	281
90	470	447	412	365	323	287	254	225	202	191
100	293	278	256	231	210	192	175	159	148	143
110	191	185	172	159	150	138	129	121	113	111
120	135	130	123	116	110	105	98.9	94.2	90.0	88.6
130	99.2	97.0	93.6	90.1	87.3	84.1	80.5	78.3	76.4	75.3
140	79.6	78.4	76.4	74.6	73.4	72.1	70.5	69.1	67.8	66.5
150	68.3	67.6	66.3	65.8	64.7	63.7	62.8	61.8	61.3	60.6
160	60.4	59.9	59.6	59.1	58.9	58.5	58.1	58.0	57.4	57.3
170	56.2	56.2	56.2	56.2	56.2	56.2	56.2	56.2	56.2	56.2
180	55.2	55.2	55.2	55.2	55.2	55.2	55.2	55.2	55.2	55.2
深度，41.3米；太阳高度，56.6°										
0	1,380	1,380	1,380	1,380	1,380	1,330	1,380	1,380	1,380	1,380
10	1,650	1,600	1,510	1,410	1,320	1,250	1,180	1,120	1,070	1,050
20	1,680	1,580	1,420	1,270	1,120	1,010	910	822	750	721
30	1,260	1,180	1,049	921	811	716	631	557	496	474
40	859	800	700	614	533	465	408	361	322	306
50	510	478	426	376	333	294	259	229	202	191
60	300	285	254	222	194	170	149	132	117	111
70	165	156	143	126	113	101	90.2	80.6	73.2	70.8
80	88.9	84.9	79.1	72.5	66.6	60.8	55.7	50.9	47.3	45.2
90	51.3	50.4	47.7	44.9	41.7	38.6	36.0	33.4	31.4	30.4
100	33.5	32.5	30.7	28.9	27.2	25.6	24.1	22.8	21.7	20.9
110	21.8	21.5	20.9	19.9	19.0	18.1	17.4	16.7	16.0	15.7
120	15.8	15.8	15.4	14.9	14.3	13.8	13.3	12.9	12.5	12.3
130	12.3	12.2	12.0	11.7	11.5	11.2	11.0	10.8	10.6	10.5
140	10.2	10.1	10.0	9.90	9.78	9.65	9.57	9.45	9.33	9.02
150	8.75	8.73	8.66	8.63	8.57	8.53	8.46	8.40	8.35	8.34
160	7.88	7.88	7.88	7.88	7.87	7.87	7.87	7.87	7.86	7.86
170	7.53	7.53	7.53	7.53	7.53	7.53	7.53	7.53	7.53	7.53
180	7.43	7.43	7.43	7.43	7.43	7.43	7.43	7.43	7.43	7.43
深度，53.7米；太阳高度，56.6°										
0	202	202	202	202	202	202	202	202	202	202
10	219	218	212	205	194	184	173	163	157	155
20	194	192	180	168	156	143	132	123	116	113
30	139	137	130	120	110	98.8	89.8	82.7	77.6	75.5

续表

倾角θ 度	方位角φ，度 0	20	40	60	80	100	120	140	160	180
	深度，53.7米；太阳高度 56.6°									
40	88.7	87.2	82.9	77.0	70.7	3.69	58.2	53.3	49.9	48.6
50	52.7	52.3	50.1	47.1	43.7	39.6	36.2	33.4	31.2	30.0
60	32.0	31.2	29.6	27.4	25.1	23.1	21.3	19.9	18.8	18.4
70	17.8	17.6	16.9	16.0	14.9	13 8	12.8	12.0	11.4	11.2
80	10.3	10.2	9.87	9.32	8.80	8.28	7.[illegible]2	7.48	7.14	7.02
90	6.27	6.17	5.98	5.70	5.50	5.27	5.06	4.67	4.67	4.58
100	4.00	3.98	3.91	3.78	3.63	3.49	3.37	3.26	3.18	3.17
110	2.67	2.65	2.63	2.60	1.54	2.46	2.41	2.[illegible]4	2.31	[illegible]
120	1.99	1.98	1.97	1.94	1.91	1.86	1.82	1.75	1.79	[illegible].73
130	1.54	1.53	1.53	1.52	1.51	1.48	1.41	1.43	1.15	1.14
140	1.30	1.30	1.30	1.29	1.28	1.28	1.28	1.27	1.27	1.27
150	1.16	1.16	1.16	1.15	1.15	1.15	1.15	1.15	1.15	1.15
160	1.05	1.05	1.05	1.05	1.05	1.05	1.05	1.05	1.05	1.05
170	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00
180	0.990	0.990	0.990	0.990	0.990	0.990	0.990	0.990	0.990	0.990
	深度，66.1米；太阳高度 56.6°									
0	28.8	28.8	28.8	28.8	28.8	28.8	28.8	28.8	28.8	28.8
10	29.8	29.6	29.2	28.4	27.7	26.9	26.1	25.3	24.3	24.1
20	26.1	25.7	24.7	23.8	22.8	21.6	20.6	19.6	18.9	18.5
30	19.7	19.3	18.5	17.5	16.5	15.6	14.6	13.8	13.[illegible]	12.8
40	12.7	12.4	11.9	11.3	10.6	10.1	9.44	8.87	8.[illegible]	8.19
50	7.64	7.54	7.20	6.83	6.46	6.09	5.70	5.40	5.[illegible]4	5.01
60	4.43	4.34	4.18	3.98	3.78	3.58	3.38	3.20	3.08	2.98
70	2.46	2.44	2.37	2.29	2.20	2.11	2.01	1.92	1.86	1.84
80	1.43	1.42	1.39	1.35	1.29	1.25	1.19	1.14	1.1[illegible]	1.09
90	0.858	0.855	0.839	0.817	0.788	0.757	0.727	0.700	0.677	0.661
100	0.531	0.525	0.518	0.506	0.496	0.482	0.468	0.453	0.4[illegible]5	[illegible]
110	0.357	0.355	0.349	0.342	0.334	0.325	0.317	0.311	0.3[illegible]5	0.301
120	0.252	0.250	0.247	0.244	0.241	0.239	0.235	0.233	0.2[illegible]	0.226
130	0.186	0.184	0.184	0.181	0.180	0.179	0.177	0.175	[illegible]	0.172
140	0.146	0.145	0.145	0.144	0.144	0.143	0.142	0.141	[illegible]	[illegible]39
150	0.124	0.124	0.124	0.122	0.122	0.121	0.121	0.120	0.120	[illegible]20
160	0.108	0.108	0.108	0.108	0.108	0.108	0.108	0.108	0.108	0.108
170	0.100	0.100	0.100	0.100	0.100	0.100	0.100	0.100	0.100	0.100
180	0.0975	0.0975	0.0975	0.0975	0.0975	0.0975	0.0975	0.0975	0.0975	0.0975

表 17-12　阴天相对辐射率分布〔泰勒，1970年〕

倾角θ 度	方位角φ，度 0	20	40	60	80	100	120	140	160	180
	深度，6.1米；太阳高度，40.0°									
0	321,000	321,000	321,000	321,000	321,000	321,000	321,000	321,000	321,000	321,000
10	343,000	342,000	338,000	332,000	325,000	319,000	311.000	306,000	302,000	300,000
20	327,000	326,000	321,000	312,000	302,000	290,000	281,000	272,000	267,000	265,000
30	277,000	275,000	268,000	258,000	243,000	229,000	216,000	207,000	202,000	20[illegible],000
40	199,000	196,000	189,000	179,000	167,000	152,000	141,000	132,000	127,000	120,000
50	96,800	95,700	92,500	87,300	81,700	74,900	69,500	65,900	63,600	62,900
60	53,500	52,800	51,100	48,800	45,600	42,800	39,700	37,500	36,100	35,400
70	32,500	32,100	31,300	30,000	28,200	26,100	24,100	22,800	21,900	21,600
80	20,000	19,700	19,100	18,300	17,100	15,800	14,700	13,900	13,500	1[illegible],400
90	12,600	12,400	12,000	11,500	10,800	9,950	9,170	8,710	8,380	8,310

续表

倾角θ	方位角φ，度									
度	0	20	40	60	80	100	120	140	160	150
					深度，6.1米；太阳高度　40.0°					
100	8,060	7,980	7,730	7,490	7,080	6,640	6,190	5,860	5,670	5,620
110	5,620	5,580	5,450	5,250	4,970	4,670	4,390	4,180	4,050	4,010
120	4,130	4,080	3,990	3,850	3,700	3,500	3,330	3,200	3,120	3,090
130	8,200	3,190	3,150	3,070	2,970	2,860	2,740	2,630	2,570	2,550
140	2,650	2,640	2,590	2,540	2,480	2,390	2,300	2,240	2,190	2,180
150	2,300	2,290	2,280	2,250	2,200	2,150	2,090	2,040	2,000	1,980
160	2,070	2,070	2,050	2,030	2,000	1,960	1,910	1,890	1,890	1,880
170	1,860	1,860	1,860	1,860	1,860	1,860	1,860	1,850	1,860	1,860
180	1,830	1,830	1,830	1,830	1,830	1,830	1,830	1,830	1,830	1,830
					深度，18.3 米；太阳高度　40.0°					
0	26,800	26,800	26,800	26,800	26,800	26,800	26,800	26,800	26,800	26,800
10	27,500	27,400	27,200	26,900	26,600	26,000	25,200	24,600	24,100	23,900
20	23,600	23,400	23,000	22,500	21,900	21,000	20,100	19,400	18,800	18,600
30	17,500	17,400	17,200	16,800	16,200	15,400	14,400	13,400	12,900	12,600
40	11,900	11,800	11,600	11,100	10,600	9,800	9,080	8,460	8,040	7,860
50	7,520	7,460	7,310	7,090	6,750	6,250	5,710	5,240	4,880	4,720
60	4,600	4,540	4,440	4,280	4,070	3,740	3,440	3,230	3,050	2,970
70	2,780	2,750	2,690	2,590	2,450	2,300	2,130	1,990	1,910	1,830
80	1,650	1,640	1,590	1,550	1,470	1,380	1,230	1,220	1,160	1,150
90	1,040	1,020	995	948	892	830	784	745	722	713
100	645	638	627	603	583	557	533	514	502	500
110	454	449	439	426	409	391	378	366	357	356
120	334	331	324	315	302	289	230	272	268	265
130	258	255	250	243	235	228	218	214	209	209
140	206	205	202	198	193	188	185	182	179	179
150	176	175	174	170	167	164	162	161	161	160
160	156	156	156	155	152	151	150	149	147	147
170	145	145	145	145	145	145	145	145	145	145
180	141	141	141	141	141	141	141	141	141	141
					深度，30.5米，太阳高度，40.0°					
0	2,430	2,430	2,430	2,430	2,430	2,430	2,430	2,430	2,430	2,430
10	2,500	2,490	2,470	2,430	2,380	2,310	2,210	2,120	2,070	2,030
20	2,190	2,170	2,130	2,080	2,010	1,910	1,790	1,660	1,600	1,570
30	1,690	1,670	1,640	1,600	1,530	1,420	1,300	1,180	1,090	1,050
40	1,130	1,130	1,090	1,050	998	927	840	757	702	676
50	688	683	670	649	629	590	544	493	466	453
60	413	400	400	389	375	356	332	302	284	275
70	254	252	247	240	231	217	203	180	178	173
80	153	151	148	144	136	130	221	114	110	108
90	93.9	93.4	91.3	88.6	85.2	81.1	75.9	72.3	69.7	68.4
100	61.2	60.7	59.7	57.9	56.0	53.4	50.6	48.3	46.4	47.3
110	42.9	42.7	41.8	40.7	39.3	37.8	35.8	34.2	33.3	32.7
120	31.1	30.9	30.5	29.8	29.1	28.1	27.2	26.3	25.8	25.5
130	23.8	23.7	23.5	23.1	22.8	22.2	21.6	21.2	21.0	20.9
140	20.4	20.3	20.0	19.8	19.5	19.0	18.4	18.1	17.6	17.5
150	18.1	18.0	17.8	17.5	17.3	16.9	16.7	16.5	16.3	16.3
160	16.2	16.1	16.1	16.1	16.0	15.8	15.5	15.3	15.2	15.2
170	14.9	14.9	14.9	14.9	14.9	14.9	14.9	14.9	14.9	14.9
180	14.8	14.8	14.8	14.8	14.8	14.8	14.8	14.8	14.8	14.8

续表

倾角θ	方位角φ，度									
度	0	20	40	60	80	100	120	140	160	180
	深度，42.8米；太阳高度，40.0°									
0	250	250	250	250	250	250	250	250	250	250
10	254	252	250	247	242	239	233	227	223	221
20	229	226	223	216	209	201	190	182	176	174
30	175	173	167	161	155	146	138	131	125	123
40	119	117	113	109	104	99.1	92.5	87.4	83.9	82.6
50	76.0	74.9	73.4	70.4	67.0	63.6	59.8	56.9	54.7	53.8
60	45.7	45.3	44.0	42.6	40.8	39.1	38.2	36.6	35.4	34.9
70	27.6	27.2	26.6	25.9	24.9	24.0	22.9	22.0	21.2	20.9
80	16.8	16.6	16.2	15.8	15.4	14.7	14.1	13.6	13.2	13.1
90	10.5	10.4	10.1	9.87	9.55	9.21	8.87	8.58	8.38	8.20
100	6.82	6.78	6.61	6.48	6.28	6.06	5.82	5.61	5.40	5.35
110	4.66	4.63	4.55	4.46	4.36	4.24	4.08	3.96	3.86	3.82
120	3.46	3.42	3.39	3.33	3.27	3.16	3.08	3.02	2.96	2.94
130	2.67	2.66	2.65	2.61	2.58	2.52	2.45	2.39	2.34	2.32
140	2.22	2.22	2.20	2.16	2.13	2.10	2.06	2.01	1.99	1.97
150	1.93	1.93	1.93	1.92	1.91	1.89	1.88	1.86	1.83	1.82
160	1.76	1.75	1.76	1.76	1.76	1.76	1.76	1.76	1.76	1.76
170	1.67	1.67	1.67	1.67	1.67	1.67	1.67	1.67	1.67	1.67
180	1.65	1.65	1.65	1.65	1.65	1.65	1.65	1.65	1.65	1.65
	深度，55.0米；太阳高度，40.0°									
0	29.6	29.6	29.6	29.6	29.6	29.6	29.6	29.6	29.6	29.6
10	29.9	29.7	29.3	28.8	28.2	27.6	27.0	26.5	25.9	25.7
20	24.7	24.6	24.0	23.4	22.8	22.2	21.5	20.9	20.5	20.4
30	18.8	18.5	18.1	17.7	17.3	16.6	16.0	15.4	14.9	14.6
40	13.0	12.8	12.6	12.3	11.9	11.6	11.2	10.8	10.5	10.4
50	8.11	8.00	7.86	7.72	7.54	7.32	7.07	6.86	6.69	6.61
60	4.99	4.96	4.85	4.76	4.64	4.55	4.42	4.28	4.19	4.17
70	3.00	2.98	2.93	2.87	2.81	2.75	2.69	2.63	2.59	2.56
80	1.90	1.88	1.84	1.82	1.78	1.75	1.71	1.67	1.65	1.63
90	1.19	1.18	1.16	1.15	1.12	1.09	1.07	1.05	1.04	1.03
100	0.765	0.761	0.749	0.736	0.723	0.708	0.689	0.678	0.665	0.661
110	0.512	0.509	0.503	0.495	0.488	0.481	0.469	0.460	0.452	0.449
120	0.363	0.360	0.358	0.355	0.352	0.346	0.341	0.337	0.333	0.331
130	0.273	0.272	0.271	0.268	0.266	0.264	0.259	0.256	0.254	0.253
140	0.215	0.215	0.214	0.213	0.210	0.208	0.206	0.204	0.203	0.203
150	0.181	0.181	0.181	0.181	0.181	0.181	0.181	0.181	0.181	0.181
160	0.158	0.158	0.158	0.158	0.158	0.158	0.158	0.158	0.158	0.158
170	0.146	0.146	0.146	0.146	0.146	0.146	0.146	0.146	0.146	0.146
180	0.143	0.143	0.143	0.143	0.143	0.143	0.143	0.143	0.143	0.143

七、特定方向的辐射率实测值

特定方向的辐射率可从多个深度的辐射率值计算得到，可以看出水下辐射率的增衰情况（表 17-13 和表 17-14）。图 17-5 画出了三个特定方向的相对辐射率随深度的变化情况。

八、单位长度准直光的透射率

从图 17-2 可知，$T=\dfrac{N_r}{N_0}=\dfrac{L_r}{L_0}=e^{-\alpha r}$。$L_r$是准直光通过路程$r$时所得的辐射率；$L_0$是路程开始时的输入辐射率。实际测量时，要使检测系统的孔径光栏略大于投射系统的出瞳，这样可以不需折射率修正。这种折射率修正在下述两种情况下是必要的：在空气中和在水中

表 17-13　晴天特定方向的辐射率〔泰勒，1970年〕

倾角θ	方位角 φ，度									
度	0	20	40	60	80	100	120	140	160	180
	深度，7.33米；太阳高度　56.6°									
0	0.0764	0.0764	0.0764	0.0764	0.0764	0.0764	0.0764	0.0764	0.0764	0.0764
10	0.110	0.101	0.0806	0.0879	0.0863	0.0846	0.0846	0.0676	0.0627	0.0607
20	0.127	0.125	0.105	0.0909	0.0824	0.0804	0.0784	0.0764	0.0712	0.0679
30	0.185	0.136	0.106	0.0958	0.0942	0.0925	0.0932	0.0942	0.0919	0.0886
40	0.106	0.117	0.112	0.105	0.106	0.111	0.117	0.122	0.126	0.131
50	0.0912	0.0751	0.0682	0.0679	0.0738	0.0817	0.0912	0.0945	0.0919	0.0942
60	0.115	0.0948	0.0791	0.0794	0.0906	0.100	0.106	0.110	0.109	0.111
70	0.104	0.101	0.103	0.103	0.114	0.119	0.124	0.125	0.125	0.121
80	0.134	0.130	0.124	0.129	0.135	0.137	0.133	0.138	0.136	0.133
90	0.150	0.149	0.147	0.149	0.130	0.149	0.147	0.143	0.138	0.134
100	0.156	0.155	0.150	0.144	0.148	0.151	0.161	0.149	0.147	0.144
110	0.155	0.154	0.147	0.144	0.148	0.155	0.157	0.158	0.156	0.155
120	0.154	0.152	0.150	0.147	0.150	0.158	0.151	0.163	0.163	0.161
130	0.158	0.157	0.153	0.151	0.152	0.150	0.153	0.153	0.155	0.155
140	0.154	0.153	0.150	0.150	0.149	0.151	0.152	0.153	0.155	0.155
150	0.152	0.151	0.151	0.151	0.152	0.152	0.153	0.153	0.155	0.154
160	0.157	0.157	0.157	0.157	0.157	0.157	0.157	0.157	0.156	0.156
170	0.156	0.156	0.156	0.156	0.156	0.156	0.156	0.156	0.156	0.156
180	0.154	0.154	0.154	0.154	0.154	0.154	0.154	0.154	0.154	0.154
	深度，10.42米；太阳高度　56.6°									
0	0.100	0.100	0.100	0.100	0.100	0.100	0.100	0.100	0.100	0.100
10	0.121	0.119	0.113	0.110	0.106	0.103	0.0991	0.0958	0.0939	0.0925
20	0.197	0.160	0.131	0.110	0.0994	0.0945	0.0942	0.0958	0.0968	0.0961
30	0.246	0.152	0.125	0.107	0.0991	0.0965	0.0994	0.103	0.107	0.108
40	0.151	0.140	0.121	0.108	0.106	0.109	0.115	0.126	0.125	0.127
50	0.122	0.114	0.0988	0.0951	0.0971	0.101	0.105	0.110	0.114	0.177
60	0.125	0.115	0.110	0.110	0.111	0.112	0.114	0.119	0.119	0.122
70	0.131	0.131	0.131	0.127	0.126	0.125	0.131	0.129	0.130	0.129
80	0.148	0.146	0.142	0.140	0.139	0.136	0.133	0.136	0.137	0.137
90	0.154	0.155	0.153	0.150	0.146	0.144	0.144	0.144	0.146	0.145
100	0.160	0.158	0.155	0.151	0.151	0.151	0.151	0.151	0.151	0.150
110	0.162	0.160	0.157	0.155	0.154	0.153	0.155	0.155	0.154	0.154
120	0.163	0.160	0.158	0.156	0.157	0.157	0.158	0.158	0.157	0.157
130	0.161	0.159	0.157	0.157	0.157	0.156	0.157	0.157	0.158	0.158
140	0.160	0.159	0.158	0.158	0.158	0.159	0.159	0.159	0.159	0.158
150	0.159	0.159	0.159	0.158	0.159	0.158	0.159	0.159	0.159	0.159
160	0.160	0.161	0.161	0.159	0.161	0.161	0.162	0.163	0.163	0.163
170	0.162	0.162	0.162	0.162	0.162	0.162	0.162	0.162	0.162	0.162
180	0.162	0.162	0.162	0.162	0.162	0.162	0.162	0.162	0.162	0.162
	深度，16.58米；太阳高度　56.6°									
0	0.123	0.123	0.123	0.123	0.123	0.123	0.123	0.123	0.123	0.123
10	0.147	0.145	0.139	0.133	0.127	0.123	0.118	0.115	0.115	0.115
20	0.214	0.178	0.154	0.136	0.125	0.117	0.115	0.114	0.115	0.115
30	0.243	0.178	0.152	0.136	0.125	0.119	0.116	0.117	0.119	0.120
40	0.164	0.160	0.148	0.136	0.128	0.125	0.125	0.126	0.129	0.131
50	0.150	0.145	0.136	0.127	0.121	0.118	0.119	0.121	0.125	0.128
60	0.152	0.147	0.141	0.135	0.130	0.127	0.124	0.126	0.129	0.131
70	0.153	0.152	0.150	0.144	0.140	0.137	0.136	0.135	0.136	0.137
80	0.160	0.160	0.157	0.153	0.149	0.146	0.142	0.142	0.142	0.142
90	0.164	0.164	0.160	0.157	0.153	0.150	0.148	0.147	0.148	0.149
100	0.165	0.164	0.162	0.159	0.156	0.154	0.153	0.152	0.152	0.152
110	0.165	0.164	0.162	0.152	0.156	0.156	0.156	0.155	0.156	0.156
120	0.162	0.162	0.162	0.160	0.159	0.158	0.159	0.159	0.160	0.160

续表

倾角θ 度	方位角 φ，度 0	20	40	60	80	100	120	140	160	180
				深度，16.58米；太阳高度 56.6°						
130	0.161	0.161	0.161	0.160	0.160	0.160	0.160	0.160	0.160	0.160
140	0.161	0.161	0.161	0.161	0.161	0.160	0.160	0.161	0.161	[illegible]
150	0.161	0.161	0.161	0.161	0.161	0.161	0.161	0.161	0.161	[illegible]
160	0.161	0.162	0.162	0.162	0.162	0.163	0.163	0.163	0.163	[illegible]
170	0.163	0.163	0.163	[illegible]	0.163	0.163	0.163	0.163	0.163	[illegible]
180	0.163	0.163	0.163	0.163	0.163	0.163	0.163	0.163	0.163	[illegible]
				深度，29.0米；太阳高度 56.6°						
0	0.152	0.152	0.152	0.152	0.152	0.152	0.152	0.152	0.152	[illegible]
10	0.174	0.172	0.167	0.160	0.154	0.148	0.143	0.141	0.140	0.140
20	0.216	0.192	0.176	0.163	0.153	0.145	0.140	0.137	0.136	0.137
30	0.232	0.201	0.178	0.164	0.154	0.146	0.141	0.137	0.137	0.136
40	0.136	0.188	0.176	0.164	0.155	0.148	0.142	0.136	0.136	0.136
50	0.182	0.180	0.175	0.164	0.154	0.147	0.140	0.133	0.136	0.135
60	0.178	0.175	0.171	0.163	0.156	0.150	0.146	0.144	[illegible]	[illegible]
70	0.175	0.173	0.168	0.164	0.159	0.154	0.148	0.147	[illegible]	[illegible]
80	0.176	0.175	0.172	0.167	0.162	0.158	0.154	0.151	0.149	0.148
90	0.177	0.175	0.171	0.167	0.163	0.159	0.155	0.153	0.151	0.151
100	0.172	0.172	0.171	0.167	0.163	0.160	0.157	0.156	0.155	[illegible]
110	0.172	0.171	0.169	0.166	0.164	0.162	0.159	0.158	0.158	0.158
120	0.168	0.168	0.167	0.165	0.164	0.162	0.161	0.161	0.161	[illegible]
130	0.166	0.166	0.165	0.165	0.164	0.163	0.162	0.161	0.161	[illegible]
140	0.165	0.164	0.164	0.164	0.163	0.163	0.162	0.161	0.162	0.163
150	0.164	0.164	0.164	0.164	0.163	0.163	0.163	0.162	[illegible]	0.162
160	0.164	0.164	0.164	0.164	0.163	0.163	0.163	0.162	[illegible]	[illegible]
170	0.163	0.163	0.163	0.163	0.163	0.163	0.163	0.163	0.163	[illegible]
180	0.163	0.163	0.163	0.163	0.163	0.163	0.163	0.163	0.163	[illegible]
				深度，41.3米；太阳高度，56.6°						
0	0.156	0.156	0.156	0.156	0.156	0.156	0.156	0.156	0.156	[illegible]
10	0.169	0.166	0.163	0.159	0.157	0.155	0.153	0.151	0.149	[illegible]
20	0.191	0.179	0.170	0.163	0.158	0.154	0.151	0.148	0.145	[illegible]
30	0.200	0.185	0.172	0.164	0.158	0.155	0.152	0.149	0.146	[illegible]
40	0.191	0.183	0.174	0.166	0.161	0.157	0.154	0.150	0.145	[illegible]
50	0.185	0.181	0.174	0.168	0.163	0.159	0.155	0.149	0.144	0.141
60	0.180	0.177	0.172	0.167	0.164	0.160	0.156	0.151	0.147	0.144
70	0.178	0.175	0.170	0.167	0.163	0.153	0.157	0.153	0.149	0.147
80	0.176	0.173	0.170	0.167	0.164	0.161	0.158	0.155	0.152	[illegible]
90	0.174	0.173	0.171	0.168	0.165	0.161	0.158	0.155	0.152	[illegible]
100	0.173	0.171	0.169	0.166	0.164	0.162	0.162	0.157	0.155	[illegible]
110	0.172	0.171	0.169	0.166	0.165	0.163	0.161	0.159	0.157	[illegible]
120	0.170	0.170	0.167	0.165	0.164	0.163	0.161	0.160	0.158	0.158
130	0.168	0.168	0.166	0.165	0.164	0.163	0.162	0.161	0.160	0.160
140	0.167	0.166	0.165	0.164	0.164	0.163	0.162	0.162	0.161	[illegible]
150	0.165	0.165	0.164	0.164	0.163	0.162	0.162	0.161	0.161	[illegible]
160	0.164	0.164	0.163	0.163	0.163	0.162	0.162	0.162	0.162	0.162
170	0.163	0.163	0.163	0.163	0.163	0.163	0.163	[illegible]	0.163	0.163
180	0.163	0.163	0.163	0.163	0.163	0.163	0.163	0.163	0.163	0.163
				深度；53.7米，太阳高度 56.6°						
0	0.156	0.156	0.156	0.156	0.156	0.156	0.156	0.156	0.156	0.156
10	0.163	0.161	0.159	0.157	0.156	0.155	0.154	0.153	0.153	0.152
20	0.168	0.166	0.163	0.160	0.157	0.151	0.153	0.151	0.149	0.148
30	0.168	0.166	0.163	0.160	0.157	0.154	0.152	0.149	0.147	0.146

续表

倾角θ 度	方位角 φ，度									
	0	20	40	60	80	100	120	140	160	180
	深度，53.7米；太阳高度 56.6°									
40	0.170	0.168	0.164	0.161	0.158	0.155	0.152	0.150	0.147	0.146
50	0.169	0.167	0.165	0.162	0.159	0.157	0.154	0.151	0.148	0.147
60	0.170	0.169	0.166	0.162	0.159	0.156	0.153	0.150	0.147	0.146
70	0.169	0.168	0.166	0.162	0.159	0.156	0.154	0.150	0.146	0.147
80	0.166	0.165	0.163	0.161	0.159	0.157	0.155	0.154	0.151	0.150
90	0.165	0.164	0.163	0.163	0.161	0.158	0.157	0.156	0.155	0.155
100	0.167	0.166	0.165	0.163	0.161	0.160	0.159	0.158	0.157	0.156
110	0.166	0.165	0.165	0.164	0.163	0.162	0.162	0.161	0.160	0.159
120	0.167	0.167	0.167	0.166	0.165	0.164	0.163	0.162	0.161	0.161
130	0.169	0.168	0.169	0.168	0.168	0.168	0.167	0.167	0.166	0.166
140	0.172	0.172	0.171	0.171	0.171	0.171	0.171	0.170	0.170	0.169
150	0.172	0.172	0.172	0.172	0.172	0.172	0.172	0.172	0.172	0.171
160	0.174	0.174	0.174	0.174	0.174	0.174	0.174	0.174	0.174	0.174
170	0.175	0.175	0.175	0.175	0.175	0.175	0.175	0.175	0.175	0.175
180	0.176	0.176	0.176	0.176	0.176	0.176	0.176	0.176	0.176	0.176
	深度，59.9米；太阳高度 56.6°									
0	0.157	0.157	0.157	0.157	0.157	0.157	0.157	0.157	0.157	0.157
10	0.161	0.161	0.160	0.160	0.157	0.156	0.153	0.151	0.150	0.150
20	0.162	0.162	0.160	0.158	0.155	0.153	0.150	0.149	0.147	0.147
30	0.158	0.159	0.158	0.156	0.153	0.149	0.147	0.145	0.144	0.143
40	0.157	0.157	0.157	0.156	0.150	0.149	0.147	0.145	0.144	0.144
50	0.156	0.157	0.157	0.155	0.155	0.151	0.149	0.147	0.146	0.145
60	0.159	0.159	0.158	0.157	0.153	0.151	0.149	0.148	0.146	[illegible]
70	0.158	0.159	0.159	0.157	0.155	0.153	0.150	0.148	0.147	[illegible]
80	0.159	0.159	0.158	0.156	0.155	0.153	0.152	0.152	0.150	[illegible]
90	0.160	0.159	0.158	0.157	0.157	0.157	0.157	0.157	0.156	[illegible]
100	0.163	0.163	0.163	0.162	0.161	0.160	0.159	0.159	0.159	[illegible]
110	0.162	0.163	0.163	0.164	0.164	0.164	0.164	0.163	0.164	[illegible]
120	0.167	0.167	0.168	0.166	0.167	0.166	0.165	0.165	0.164	[illegible]
130	0.171	0.171	0.172	0.172	0.172	0.171	0.172	0.172	0.172	[illegible]
140	0.177	0.178	0.178	0.178	0.178	0.178	0.178	0.178	0.178	[illegible]
150	0.181	0.181	0.181	0.181	0.181	0.182	0.182	0.183	0.183	[illegible]
160	0.184	0.184	0.184	0.184	0.184	0.184	0.184	0.184	0.184	0.164
170	0.187	0.187	0.187	0.187	0.187	0.187	0.187	0.187	0.187	[illegible]
180	0.188	0.188	0.188	0.188	0.188	0.188	0.188	0.188	0.188	[illegible]

表 17-14 阴天特定方向的辐射率〔泰勒，[illegible]年〕

倾角 θ 度	方位角 φ，度									
	0	20	40	60	80	100	120	140	160	180
	深度，12.2 米；太阳高度，40.0°									
0	0.204	0.204	0.204	0.204	0.204	0.204	0.204	0.204	0.204	0.204
10	0.207	0.207	0.206	0.206	0.205	0.206	0.206	0.207	0.207	0.207
20	0.215	0.216	0.216	0.215	0.214	0.215	0.216	0.217	0.218	0.218
30	0.226	0.226	0.225	0.224	0.222	0.222	0.223	0.224	0.224	0.226
40	0.230	0.230	0.228	0.228	0.226	0.225	0.225	0.225	0.226	0.227
50	0.209	0.209	0.208	0.206	0.204	0.204	0.205	0.208	0.210	0.212
60	0.201	0.201	0.200	0.199	0.198	0.200	0.200	0.201	0.203	0.203
70	0.201	0.201	0.201	0.201	0.200	0.199	0.199	0.200	0.200	0.201
80	0.204	0.203	0.204	0.202	0.201	0.200	0.200	0.200	0.201	0.201
90	0.204	0.204	0.204	0.204	0.204	0.203	0.201	0.201	0.201	0.201

续表

倾角 θ 度	方位角 ϕ，度									
	0	20	40	60	80	100	120	140	160	180
100	0.207	0.207	0.206	0.206	0.205	0.203	0.201	0.199	0.199	0.198
110	0.206	0.206	0.206	0.206	0.205	0.203	0.201	0.200	0.199	0.199
120	0.206	0.206	0.205	0.205	0.205	0.204	0.203	0.202	0.201	0.201
130	0.206	0.207	0.207	0.208	0.208	0.207	0.207	0.205	0.205	0.205
140	0.209	0.209	0.208	0.209	0.209	0.208	0.206	0.206	0.205	0.205
150	0.210	0.210	0.210	0.211	0.211	0.210	0.209	0.208	0.206	0.206
160	0.211	0.211	0.211	0.210	0.210	0.209	0.208	0.208	0.209	0.208
170	0.209	0.209	0.209	0.209	0.209	0.209	0.209	0.209	0.209	0.209
180	0.209	0.209	0.209	0.209	0.209	0.209	0.209	0.209	0.209	0.209

深度，18.3米；太阳高度，40.0°

倾角 θ 度	0	20	40	60	80	100	120	140	160	180
0	0.200	0.200	0.200	0.200	0.200	0.200	0.200	0.200	0.200	0.200
10	0.201	0.202	0.201	0.201	0.201	0.202	0.203	0.204	0.204	0.205
20	0.205	0.205	0.205	0.205	0.205	0.206	0.207	0.208	0.209	0.210
30	0.208	0.208	0.208	0.208	0.207	0.208	0.209	0.212	0.214	0.215
40	0.211	0.211	0.211	0.210	0.210	0.208	0.210	0.211	0.212	0.214
50	0.202	0.202	0.201	0.201	0.199	0.198	0.199	0.200	0.201	0.202
60	0.199	0.199	0.199	0.198	0.197	0.196	0.196	0.197	0.198	0.199
70	0.198	0.198	0.198	0.198	0.197	0.196	0.196	0.196	0.197	0.197
80	0.199	0.199	0.199	0.198	0.198	0.197	0.196	0.197	0.198	0.197
90	0.200	0.200	0.200	0.199	0.198	0.197	0.196	0.196	0.196	0.196
100	0.199	0.199	0.199	0.199	0.198	0.197	0.197	0.196	0.197	0.197
110	0.199	0.199	0.199	0.199	0.198	0.197	0.197	0.197	0.196	0.197
120	0.200	0.200	0.199	0.199	0.198	0.197	0.196	0.196	0.196	0.196
130	0.200	0.200	0.200	0.200	0.199	0.198	0.198	0.197	0.196	0.196
140	0.199	0.199	0.198	0.198	0.198	0.197	0.197	0.197	0.197	0.197
150	0.198	0.198	0.198	0.198	0.198	0.198	0.197	0.197	0.196	0.196
160	0.198	0.198	0.198	0.197	0.197	0.197	0.196	0.196	0.197	0.197
170	0.197	0.197	0.197	0.197	0.197	0.197	0.197	0.197	0.197	0.197
180	0.196	0.196	0.196	0.196	0.196	0.196	0.196	0.196	0.196	0.196

深度，30.5米；太阳高度，40.0°

倾角 θ 度	0	20	40	60	80	100	120	140	160	180
0	0.191	0.191	0.191	0.191	0.191	0.191	0.191	0.191	0.191	0.191
10	0.192	0.192	0.192	0.192	0.192	0.192	0.191	0.192	0.191	0.191
20	0.189	0.190	0.190	0.190	0.190	0.190	0.191	0.191	0.191	0.191
30	0.188	0.189	0.189	0.190	0.190	0.190	0.189	0.189	0.190	0.189
40	0.188	0.189	0.189	0.189	0.189	0.188	0.187	0.187	0.186	0.186
50	0.188	0.188	0.188	0.188	0.188	0.187	0.186	0.185	0.183	0.183
60	0.188	0.188	0.188	0.188	0.188	0.186	0.184	0.183	0.182	0.182
70	0.188	0.189	0.188	0.188	0.187	0.186	0.185	0.184	0.184	0.183
80	0.187	0.188	0.187	0.187	0.186	0.185	0.184	0.183	0.183	0.183
90	0.188	0.187	0.187	0.186	0.185	0.184	0.183	0.182	0.182	0.182
100	0.186	0.185	0.186	0.185	0.185	0.184	0.184	0.184	0.185	0.185
110	0.187	0.187	0.186	0.186	0.185	0.185	0.185	0.185	0.185	0.185
120	0.186	0.187	0.186	0.186	0.183	0.184	0.184	0.184	0.183	0.184
130	0.186	0.186	0.185	0.183	0.184	0.184	0.183	0.183	0.183	0.184
140	0.185	0.185	0.185	0.185	0.184	0.184	0.183	0.184	0.184	0.184
150	0.184	0.184	0.184	0.183	0.182	0.182	0.182	0.182	0.183	0.183
160	0.183	0.183	0.183	0.183	0.182	0.182	0.182	0.181	0.181	0.181
170	0.182	0.182	0.182	0.182	0.182	0.182	0.182	0.182	0.182	0.182
180	0.182	0.182	0.182	0.182	0.182	0.182	0.182	0.182	0.182	0.182

续表

倾角θ 度	方位角 ϕ，度									
	0	20	40	60	80	100	120	140	160	180
	深度，42.8米；太阳高度，40.0°									
0	0.180	0.180	0.180	0.180	0.180	0.180	0.180	0.180	0.180	0.180
10	0.181	0.181	0.181	0.181	0.181	0.181	0.180	0.179	0.179	0.179
20	0.183	0.183	0.183	0.183	0.183	0.182	0.181	0.179	0.178	0.177
30	0.184	0.184	0.184	0.184	0.184	0.182	0.180	0.177	0.175	0.175
40	0.183	0.183	0.182	0.182	0.181	0.179	0.176	0.174	0.172	0.171
50	0.181	0.182	0.182	0.181	0.181	0.180	0.177	0.175	0.173	0.173
60	0.180	0.180	0.180	0.180	0.179	0.178	0.176	0.174	0.172	0.171
70	0.181	0.181	0.181	0.181	0.180	0.178	0.177	0.175	0.173	0.172
80	0.179	0.179	0.179	0.178	0.177	0.176	0.174	0.172	0.172	0.171
90	0.178	0.178	0.178	0.178	0.177	0.176	0.174	0.173	0.172	0.171
100	0.179	0.179	0.179	0.178	0.178	0.177	0.175	0.174	0.173	0.172
110	0.181	0.181	0.181	0.180	0.179	0.178	0.177	0.177	0.176	0.175
120	0.182	0.182	0.182	0.181	0.180	0.180	0.179	0.178	0.178	0.177
130	0.183	0.183	0.182	0.182	0.182	0.181	0.181	0.181	0.180	0.180
140	0.186	0.186	0.186	0.185	0.185	0.185	0.184	0.183	0.183	0.182
150	0.188	0.188	0.188	0.187	0.187	0.186	0.185	0.185	0.184	0.184
160	0.190	0.189	0.189	0.189	0.189	0.188	0.188	0.187	0.187	0.187
170	0.190	0.190	0.190	0.190	0.190	0.190	0.190	0.190	0.190	0.190
180	0.190	0.190	0.190	0.190	0.190	0.190	0.190	0.190	0.190	0.190
	深度，48.9米；太阳高度，40.0°									
0	0.175	0.175	0.175	0.175	0.175	0.175	0.175	0.175	0.175	0.175
10	0.175	0.175	0.175	0.176	0.176	0.177	0.176	0.176	0.176	0.176
20	0.182	0.181	0.182	0.182	0.181	0.180	0.178	0.177	0.175	0.175
30	0.182	0.183	0.182	0.181	0.179	0.178	0.176	0.175	0.174	0.174
40	0.180	0.181	0.179	0.178	0.177	0.175	0.173	0.171	0.170	0.170
50	0.183	0.183	0.183	0.181	0.179	0.177	0.175	0.173	0.172	0.172
60	0.181	0.181	0.180	0.179	0.178	0.176	0.176	0.175	0.175	0.174
70	0.182	0.181	0.181	0.180	0.179	0.177	0.175	0.174	0.172	0.172
80	0.178	0.178	0.178	0.177	0.176	0.174	0.172	0.172	0.170	0.171
90	0.178	0.178	0.177	0.176	0.176	0.174	0.173	0.172	0.171	0.170
100	0.179	0.179	0.178	0.178	0.177	0.176	0.175	0.173	0.171	0.171
110	0.181	0.181	0.180	0.180	0.179	0.178	0.177	0.176	0.175	0.175
120	0.185	0.184	0.184	0.183	0.183	0.182	0.180	0.180	0.179	0.179
130	0.187	0.187	0.187	0.187	0.186	0.185	0.184	0.183	0.182	0.181
140	0.192	0.192	0.191	0.190	0.190	0.189	0.189	0.189	0.187	0.186
150	0.194	0.194	0.194	0.193	0.193	0.192	0.192	0.190	0.190	0.189
160	0.198	0.198	0.198	0.198	0.198	0.198	0.198	0.198	0.198	0.198
170	0.200	0.200	0.200	0.200	0.200	0.200	0.200	0.200	0.200	0.200
180	0.201	0.201	0.201	0.201	0.201	0.201	0.201	0.201	0.201	0.201

的比较测量，和使后向散射能尽可能小。

虽然杂散光会给测量带来很大的误差，但是在长波范围内所给出的总衰减系数值仍然是可靠的，因为在长波范围内吸收占优势。对于短波长，散射的影响会愈来愈显著，杂散光给测量带来很大的误差，测得的衰减系数永远低于实际值。图 17-6 是利用射束透射率测量所得到的蒸馏水近红外吸收曲线（柯乔和佩诺，1951年）。

理论上，$c=a+b$，所以吸收系数 a 不能大于总衰减系数 c（表 17-15 和表 17-16；表 17-17 和表 17-18）。

图 17-7 是射束每米透射率（百分比）和深度的关系。是吉尔伯特和鲁，1967 年在加利福尼亚近海水域里测量的。当时用的测量仪器已相当精密。

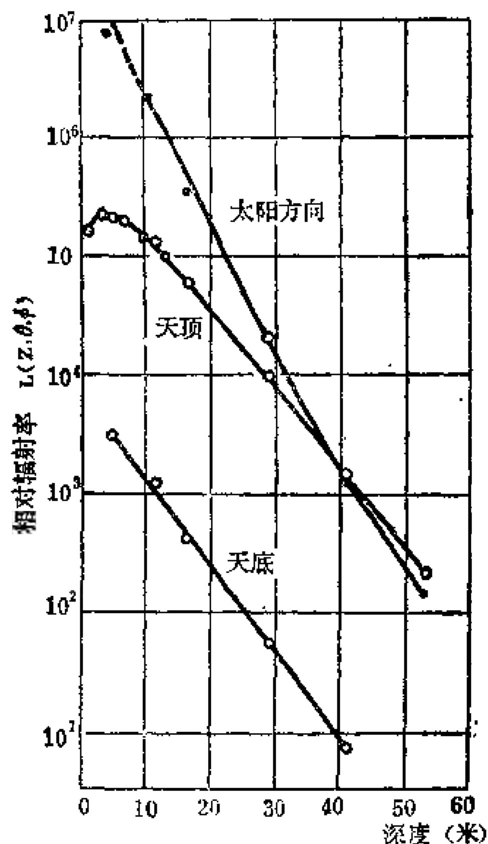


图 17-5　三个特定方向的相对辐射率随深度的变化关系（泰勒，1960年）

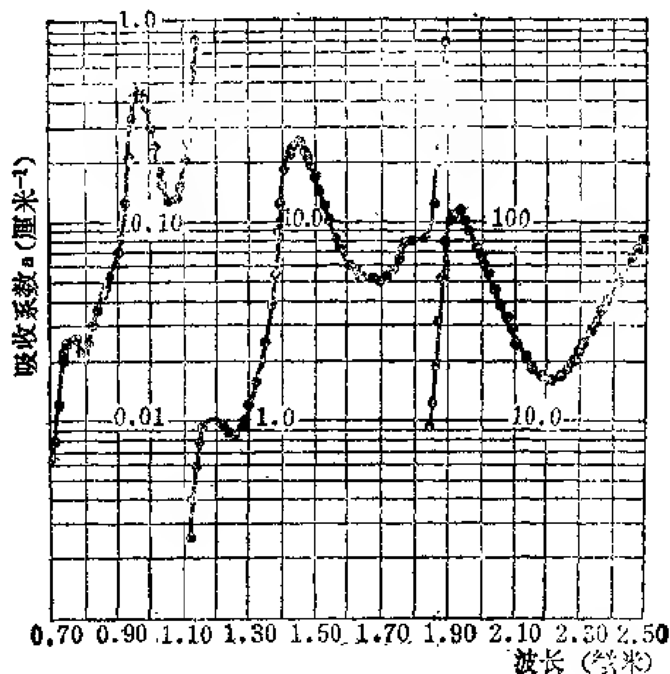


图 17-6　蒸馏水的近红外吸收

表 17-15　总衰减系数 c，米$^{-1}$〔赫尔伯德，1945 年〕

λ(毫微米)	蒸馏水	近　海	海　湾	λ(毫微米)	蒸馏水	近　海	海　湾
400	………	0.394		550	0.047	0.203	0.323
410	………	0.360		560	0.053	0.210	0.323
420	………	0.331	0.805	570	0.066	0.223	0.323
430	………	0.298	0.705	580	0.074	0.248	0.331
440	………	0.270	0.628	590	0.120	0.264	0.365
450	0.040	0.255	0.556				
460	0.036	0.234	0.512	600	0.197	0.291	0.429
470	0.036	0.220	0.475	610	0.243	0.351	0.465
480	0.0365	0.213	0.447	620	0.265	0.387	0.473
490	0.037	0.206	0.419	630	0.280	0.399	0.488
				640	0.292	0.414	0.500
500	0.038	0.201	0.388	650	0.308	0.425	0.518
510	0.039	0.200	0.368	660	0.335	0.448	0.542
520	0.040	0.199	0.351	670	0.375	0.479	0.563
530	0.042	0.199	0.337	680	0.406	0.510	0.580
540	0.044	0.200	0.331	690	0.467	0.565	0.630
				700	0.576	0.625	

表 17-16　吸收系数 a，米$^{-1}$　〔沙利文，1963 年〕

λ(毫微米)	蒸馏水	人造海水	λ(毫微米)	蒸馏水	人造海水
400	0.058		665	0.[illegible]	0.[illegible]
410	0.[illegible]17		670	0.[illegible]	0.[illegible]22
420	0.[illegible]		675	0.[illegible]	0.[illegible]32
430	0.040		680	0.417	[illegible]
440	0.032		685	0.407	[illegible]
4[illegible]0	0.033		690	0.5[illegible]1	[illegible]
580	0.109	0.133	695	0.509	0.[illegible]70
585	0.119	0.140	7[illegible]	0.648	[illegible]
590	0.172	0.167	705	0.759	[illegible]
595	0.214	0.20[illegible]	710	0.9[illegible]1	[illegible]
600	0.272	0.285	715	1.11[illegible]	[illegible]
605	0.2[illegible]3	0.289	720	1.375	[illegible]
610	0.293	0.290	725	1.756	[illegible]
615	0.[illegible]	0.301	730	2.309	[illegible]
620	0.[illegible]9	0.317	735	2.608	[illegible]
625	0.[illegible]5	0.317	740	2.698	[illegible]
630	0.[illegible]	0.312	7[illegible]5	2.712	[illegible]
635	0.[illegible]25	[illegible]	7[illegible]	2.693	[illegible]
640	0.334	0.[illegible]	755	2.690	[illegible]
645	0.339	0.3[illegible]	760	2.585	2.[illegible]7
650	0.351	0.[illegible]	770	2.519	[illegible]
655	0.387	0.389	780	2.346	2.[illegible]76
660	0.407	0.405	790	2.352	2.097

表 17-17　原始总衰减系数值（巴哈马群岛，大洋舌，1971 年 7 月）

喇滕滤光片号	98	45	61	21	[illegible]
峰值波长(毫微米)	450	495	530	580	[illegible]
半宽度(毫微米)	51	52	95	47	[illegible]
深　　度	总衰减系数 c(米$^{-1}$)				
5	0.105	0.111	0.145	0.235	0.355
10	0.105	0.113	0.148	0.235	0.355
20	0.111	0.116	0.150	0.236	0.[illegible]55
50	0.116	0.111	0.140	0.234	0.350
100	0.083	0.078	0.112	0.202	0.320
200	0.061	0.052	0.089	0.180	0.301
240	0.059	0.051	0.089	0.180	0.301

表 17-18　八个水域的总衰减系数值 c，米$^{-1}$

光学半宽度 95 毫微米　　峰值波长 529 毫微米〔巴哈马群岛，大洋舌，197[illegible] 年 7 月〕

深度(米)	水域 1	2	3	4	5	6	7	8
1	0.148	0.151	0.140	0.140	0.163	0.211	0.143	0.149
5	0.148	0.149	0.140	0.140	0.160	0.198	0.151	0.163
10	0.148	0.149	0.142	0.151	0.160	0.198	0.151	0.165
20	0.151	0.151	0.143	0.151	0.154	………	0.154	0.150
40	0.147	0.143	0.140	0.140	0.137	………	0.151	0.147
60	0.143	0.137	0.138	0.139	0.142	………	0.138	0.159
100	0.116	0.122	0.117	0.116	0.105	………	0.124	0.110
250	0.[illegible]39	0.0[illegible]3	0.084	0.087	0.0[illegible]	………	0.083	0.084
[illegible]在几处测得 K_d，米$^{-1}$			0.068	0.0[illegible]6	………	………	0.064	

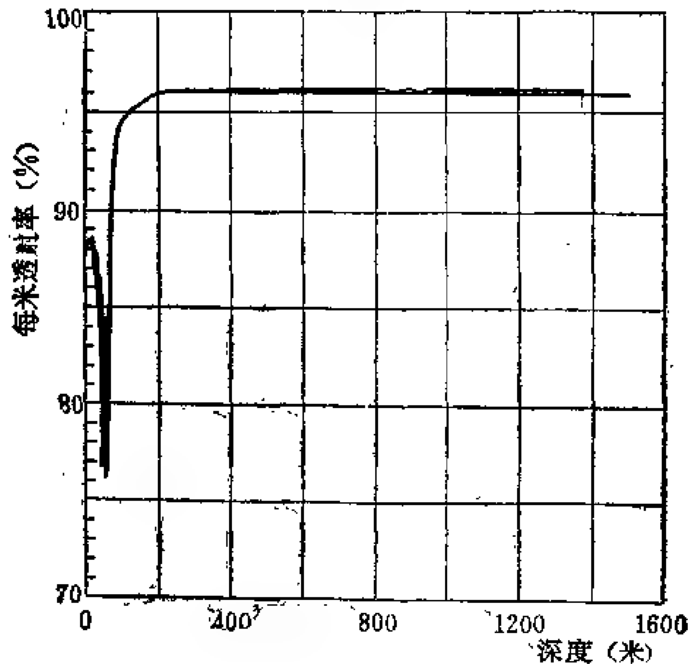


图 17-7 加利福尼亚近海水域的射束每米透射率-深度曲线

九、水平面辐照度和漫射衰减系数

向下水平面辐照度（水平面面对天顶时）E_d 和向上水平面辐照度（水平面面对天底时）E_u，自 1922 年以来一直是海洋学者感兴趣的课题；并且海洋学和湖沼学的文献里有着丰富的数据表格，这些数据通常是用下式计算的

$$E_{z_2}=E_{z_1}e^{-K\Delta Z} \tag{17-71}$$

很多早期的测试设备，既不能测出真实的辐照度，也不能给出单色谱线。所以很多数据的可用性受到限制，在引用这些数据时要小心仔细。1969 年以来，水下光学测试仪器取得了很大的进展，因而测量的精确性大大提高。

表 17-19 列出三种自然水的光谱辐照度漫射衰减系数 K_d，K_u 值。根据这些数值和光谱辐照度，就可近似算出水下一定深度的光谱辐照度来，由于 K_d 和光场的辐射率分布关系密切，而且事实上辐射率的分布又随深度变化，所以，即便是在均布的海水里，任何波长下的

表 17-19 光谱辐照度漫射衰减系数 K_d，K_u，光谱分辨率是 5.6 毫微米

λ（毫微米）	火山湖 K_d（米⁻¹）	巴扎德湾 K_u（米⁻¹）	南塔克特浅滩 K_d（米⁻¹）	λ（毫微米）	火山湖 K_d（米⁻¹）	巴扎德湾 K_u（米⁻¹）	南塔克特浅滩 K_d（米⁻¹）
357				542	0.0674	0.1867	0.1517
362	0.0504	0.611*	0.534	547	0.0725	0.1863	0.1474
367	0.0479	0.624	0.519	552	0.0748	0.1833	0.1418
371	0.0481	0.618	0.495	557	0.0785	0.1730	0.1367
376	0.0410	0.607	0.451	561	0.0816	0.1692	0.1383
381	0.0425	0.601	0.425	566	0.0850	0.1646	0.1315
386	0.0391	0.566	0.470	571	0.0912	0.1615	0.1366
391	0.0394	0.545	0.371	576	0.1016	0.1807	0.1558
396	0.0392	0.530	0.351	581	0.1124	0.1664*	0.1823
401	0.0385	0.504	0.336	586	0.1256	0.207	0.1965

续表

λ (毫微米)	火山湖 K_d (米$^{-1}$)	巴扎德湾 K_d (米$^{-1}$)	南塔克特浅滩 K_d (米$^{-1}$)	λ (毫微米)	火山湖 K_d (米$^{-1}$)	巴扎德湾 K_d (米$^{-1}$)	南塔克特浅滩 K_d (米$^{-1}$)
406	0.0387	0.500	0.325	591	0.1360	0.237	0.226
411	0.0386	0.491	0.321	596	0.1699	0.280	0.251
416	0.0377	0.472	0.305	601	0.1943	0.341	0.317
420	0.0375	0.457	0.288	605	0.204	0.379	0.337
425	0.0371	0.444	0.290	610	0.206	0.382	0.342
430	0.0366	0.422	0.289	615	0.208	0.393	0.350
435	0.0379	0.407	0.288	620	0.221	0.399	0.359
440	0.0363	0.391	0.273	624	0.230	………	0.367
445	0.0365	0.372	0.252	629	0.306	0.422	0.370
450	0.0356	0.350	0.261	634	0.321	0.435	0.379
455	0.0358	0.337	0.246	639	0.350	0.432	0.403
459	0.0354	0.325	0.236	644	0.383	0.449	0.415
464	0.0353	0.307	0.231	649	0.395	0.454	0.443
469	0.0352	0.294	0.207	654	0.453	0.456*	0.445
474	0.0356	0.280	0.210	658	0.447	0.496	0.493
479	0.0362	0.270	0.1958	663	0.463	0.494	0.514
484	0.0368	0.258	0.1893	668	0.471	0.436	0.540
488	0.0379	0.249	0.1807	673	0.496	0.395	0.550
493	0.0393	0.245	0.1815	678	0.500	0.383	[illegible]
498	0.0420	0.244	0.1679	683	0.544	0.410	0.555
503	0.0446	0.220	0.1621	687	0.580	0.465	0.582
508	0.0512	0.217	0.1701	692	0.676	0.492	0.615
513	0.0555	0.216	0.1626	697	0.700	0.646*	0.651
518	0.0570	0.214	0.1597	702	0.832	0.548*	0.704
523	0.0580	0.203	0.1599	707	0.884	0.754*	0.780
527	0.0602	0.1993	0.1570	712	0.997*	1.050*	0.815
532	0.0629	0.1896	0.1465	716	1.507*	………	1.023*
537	0.0655	0.1872	0.1527	721	………	………	0.877*

注：①火山湖位于北纬43°56′，西经122°05′，数据是深度从1.5米到98.6米中九个测点数据的平均值，1969年7月26日测定。

②巴扎德湾位于北纬41°30′，西经70°50′，数据是从深度从0.2米到4.7米之间水团测出，1969年8月13日测定。

③南塔克特岛浅滩位于北纬41°23′，西经69°31′，这些数据是从深度从1.5米到8.5米之间的水团测出。

* 有争议。

K_d都随光学深度变化。这个效应，靠近水面，影响最大。对于辐照度的精确预测，必须知道K_d的准确值。

十、辐照度反射比（反射比函数）

表17-20列出了两个地区的光谱辐照度反射比。由于边界效应的影响，辐照度反射比愈接近水面愈大。

十一、分布因子

1959年，泰勒等人，1962年，泰勒和普勒森多费尔，已根据辐射率的分布算出了分布因子（表17-21）。但是这些数据还不系统，还不能用于各种水型。

表17-20　两个典型水域的光谱辐照度反射比，光谱分辨率[illegible].6毫微米

λ(毫微米)	加利福尼亚湾❶	火山湖❷	λ(毫微米)	加利福尼亚湾	火山湖
362	………	0.0798	518	0.0144	0.0153
367	0.0110	0.0812	523	0.0142	0.0139
371	0.0110	0.0814	527	0.0140	0.0132
376	0.0113	0.0810	532	0.0149	0.0119
381	0.0112	0.0830	537	0.0132	0.0111
386	0.0117	0.0838	542	0.01250	0.00970
391	0.0117	0.0842	547	0.01[illegible]20	0.00924
396	0.0118	0.0860*	552	0.01[illegible]84	0.00854
401	0.0128	0.0750*	557	0.0[illegible]10	0.00808
406	0.0121	0.0785*	561	0.00[illegible]78	0.00735
411	0.0122	0.0725	566	0.0[illegible]050	0.00561
416	0.0124	0.0723	571	0.00859	0.00553
420	0.0125	0.0710	576	0.00643	0.00552
425	0.0122	………	581	0.00534	0.00393
430	0.0129	0.0676	586	0.00375	0.00315
435	0.0137	0.0630	591	0.00449	0.00378
440	0.0128	0.0593	596	0.00389	0.00261
445	0.0142	0.0568	601	0.00295	0.00202
450	0.0143	0.0550	605	0.00273	0.00196
455	0.0158	0.0542	610	0.00218	0.00173
459	0.0154	0.0542	613	0.00199	0.00161
464	0.0162	0.0523	620	0.00206	0.00147
469	0.0171	0.0489	624	0.00225	0.00141
474	0.0179	0.0460	629	0.00195	0.00117
479	0.0171	0.0429	634	0.00177	0.00103
484	0.0188	0.0406	639	0.00146	0.00099
488	0.0193	0.0354	644	0.00095*	0.00066
493	0.0183	0.0325	649	0.00056*	0.00067*
498	0.0174	0.0267	654	0.00015*	0.0005[illegible]*
503	0.0166	0.0244	658	………	0.00045*
508	0.0157	0.0192	663	………	0.00035*
513	0.0143	0.0162	668	………	0.000[illegible]*

注：❶加利福尼亚湾位于北纬28°41′，西经112°16′，表中给出了8米深处所反射的白昼光辐照度及水样分析。

深　度(米)	叶绿素浓度(毫克/米³)	总 色 素(毫克/米³)	悬 浮 物(毫克/米³)
2	0.451	0.524	850
8	0.611	0.655	616

❷火山湖位于北纬13°56′，东经122°05′，表中给出了6米深处所反射的白昼光辐照度。

*有争议。

表 17-21　分布因子　爱荷达州，彭德奥赖利湖（1962年）光学半宽64毫微米，峰值透射率480毫微米

深　度(米)	R_∞	D_d	D_u	K_d(米⁻¹)
		阴　天		
6.1	0.0221	1.29	2.77	0.216
18.3	0.0250	1.33	2.82	0.206
30.5	0.0266	1.33	2.77	0.169
42.8	0.0279	1.34	2.79	0.180
55.0	0.0258	1.34	2.94	0.178

续表

深度(米)	R_∞	D_d	D_u	K_d (米$^{-1}$)
晴　天				
4.24	0.0215	1.247	2.704	0.129
10.4	0.0[illegible]4	1.268	2.727	0.153
16.6	0.0304	1.291	2.778	0.171
29.0	0.0247	1.3[illegible]3	2.781	0.169
41.3	0.0235	1.315	2.757	[illegible]
53.7	0.0234	1.367	2.763	0.[illegible]58
66.1	0.0190	1.398	3.647	0.15[illegible]

1971 年，泰勒等人得到了几种水源的净水实验数据，并且对净水水型的其余的[illegible]性质计算出了与理论值相吻合的数据表(表 17-22)

在这个表中，波长 550 毫微米下的 K_d、R，b 均是实验值。一部分 b 的值是按波长的四次方定律变化，而其余部分的 b 值和波长没有关系。c，a，D_d 和 D_u 都是计算出来的，计算的前提是辐射率分布要遵从下式：

$$\mathbf{L}(\theta,\phi)=\frac{L(90^\circ)}{\left[1+\dfrac{K_d\cos\theta}{c}\right]^{\rho}} \tag{17-72}$$

式中 ρ 是波长的函数。

表 17-22　净水的光学数据

λ (毫微米)	R	K_d (米$^{-1}$)	c (米$^{-1}$)	a (米$^{-1}$)	b (米$^{-1}$)	D_d	D_u
$\lambda=550$毫微米，分子散射 = 0.0021米$^{-1}$，粒子散射 = 0.0329米$^{-1}$							
360	0.3500×10^{-1}	0.0697	0.08891	0.04434	0.04456	1.33323	2.52431
370	0.5646×10^{-1}	0.0630	0.08451	0.04133	0.04318	1.34179	2.51411
380	0.5796×10^{-1}	0.0625	0.08161	0.03947	0.04214	1.34597	2.51112
390	0.5903×10^{-1}	0.0600	0.07889	0.03768	0.04121	1.34985	2.51104
400	0.5946×10^{-1}	0.0590	0.07744	0.03700	0.04044	1.35031	2.5[illegible]65
410	0.5802×10^{-1}	0.0580	0.07631	0.03657	0.03974	1.31792	2.5[illegible]489
420	0.5601×10^{-1}	0.0570	0.07531	0.03620	0.03911	1.31475	2.52436
430	0.5350×10^{-1}	0.0565	0.07477	0.03624	0.03852	1.33976	2.[illegible]3469
440	0.5051×10^{-1}	0.0560	0.074[illegible]	0.03634	0.03806	1.33413	2.[illegible]93
450	0.4649×10^{-1}	0.0557	0.07432	0.03674	0.03757	1.32590	2.[illegible]677
460	0.4250×10^{-1}	0.0558	0.07463	0.03744	0.03719	1.31687	2.[illegible]941
470	0.3851×10^{-1}	0.0565	0.07545	0.03861	0.03684	1.30637	2.[illegible]073
480	0.3448×10^{-1}	0.0570	0.07622	0.03968	0.03653	1.29583	2.[illegible]404
490	0.2900×10^{-1}	0.0582	0.07789	0.04162	0.03627	1.28002	2.[illegible]52
500	0.2300×10^{-1}	0.0620	0.081[illegible]	0.04589	0.03599	1.25728	[illegible]
510	0.1698×10^{-1}	0.0695	0.08936	0.05358	0.03577	1.22803	[illegible]
520	0.1400×10^{-1}	0.0735	0.09349	0.05791	0.03557	1.21230	[illegible]
530	0.1200×10^{-1}	0.0780	0.09784	0.09250	0.03533	1.19918	2.[illegible]90
540	0.9999×10^{-2}	0.0820	0.10196	0.06682	0.03513	1.18[illegible]	[illegible]
550	0.8492×10^{-2}	0.0868	0.10353	0.07353	0.03500	1.173[illegible]2	[illegible]
560	0.7293×10^{-2}	[illegible]	0.11546	0.08061	0.03585	1.16121	2.[illegible]234
570	0.5896×10^{-2}	0.1100	0.12892	0.09418	0.03474	1.14[illegible]2	2.[illegible]550
580	0.4499×10^{-2}	0.1330	0.15109	0.11651	0.03457	1.123[illegible]	2.[illegible]01

续表

λ (毫微米)	R	K_d (米⁻¹)	c (米⁻¹)	a (米⁻¹)	b (米⁻¹)	D_d	D_e
590	0.3299×10^{-2}	0.1730	0.18992	0.15542	0.03450	1.10020	2.84329
600	0.2100×10^{-2}	0.2430	0.25863	0.22424	0.03438	1.07541	2.82385
610	0.1701×10^{-2}	0.2750	0.29039	0.25611	0.03428	1.06709	2.82694
620	0.1449×10^{-2}	0.3020	0.31722	0.28303	0.03419	1.06135	2.82892
630	0.1159×10^{-2}	0.3310	0.34636	0.31225	0.03411	1.05552	2.84351
640	0.8599×10^{-2}	0.3600	0.37587	0.34181	0.03405	1.04983	2.87363
650	0.6204×10^{-2}	0.3900	0.41135	0.37736	0.03399	1.04429	2.90474
660	0.4002×10^{-2}	0.4300	0.44720	0.41328	0.03392	1.09885	2.95613
670	0.2201×10^{-2}	0.4700	0.48835	0.45449	0.03386	1.03322	3.03189
680	0.1029×10^{-2}	0.5050	0.52474	0.49094	0.03379	1.02819	3.13872
690	0.4499×10^{-4}	0.5500	0.57092	0.53714	0.03377	1.02373	3.21378
700	0.1700×10^{-4}	0.6300	0.65181	0.61812	0.03368	1.01913	3.36059

λ = 550毫微米，分子散射 = 0.00421米⁻¹，粒子散射 = 0.0308米⁻¹

λ (毫微米)	R	K_d (米⁻¹)	c (米⁻¹)	a (米⁻¹)	b (米⁻¹)	D_d	D_e
360	0.5299×10^{-1}	0.0687	0.09743	0.04366	0.05376	1.35357	2.57219
370	0.5654×10^{-1}	0.0650	0.09208	0.04073	0.05135	1.36091	2.55711
380	0.5794×10^{-1}	0.0625	0.08827	0.03896	0.04931	1.36323	2.55023
390	0.5898×10^{-1}	0.0600	0.08474	0.03725	0.04748	1.36535	2.54625
400	0.5949×10^{-1}	0.0590	0.08247	0.03661	0.04586	1.36431	2.53957
410	0.5801×10^{-1}	0.0580	0.08071	0.03622	0.04448	1.36040	2.59263
420	0.5599×10^{-1}	0.0570	0.07912	0.03591	0.04321	1.35563	2.54951
430	0.5316×10^{-1}	0.0565	0.07803	0.03599	0.04204	1.34918	2.55716
440	0.5050×10^{-1}	0.0550	0.07726	0.03611	0.04114	1.34245	2.56914
450	0.4648×10^{-1}	0.0557	0.07676	0.03654	0.04022	1.33304	2.58682
460	0.4253×10^{-1}	0.0558	0.07667	0.03726	0.03941	1.32290	2.60188
470	0.3850×10^{-1}	0.0565	0.07717	0.03846	0.03871	1.31136	2.62359
480	0.3453×10^{-1}	0.0570	0.07762	0.03955	0.03807	1.30001	2.64610
490	0.2898×10^{-1}	0.0582	0.07903	0.04152	0.03750	1.28313	2.68576
500	0.2298×10^{-1}	0.0620	0.08279	0.04581	0.03698	1.25971	2.72419
510	0.1699×10^{-1}	0.0695	0.09000	0.05350	0.03649	1.22977	2.76590
520	0.1899×10^{-1}	0.0735	0.09394	0.05785	0.03608	1.21348	2.79626
530	0.1198×10^{-1}	0.0780	0.09815	0.06246	0.03569	1.19993	2.81383
540	0.1000×10^{-1}	0.0820	0.00210	0.06680	0.03529	1.18675	2.84087
550	0.8492×10^{-2}	0.0888	0.00853	0.07353	0.03500	1.17312	2.85264
560	0.7302×10^{-2}	0.0960	0.01533	0.08063	0.03469	1.16094	2.86038
570	0.5900×10^{-2}	0.1100	0.12870	0.09422	0.03447	1.14361	2.86245
580	0.4499×10^{-2}	0.1330	0.15077	0.11659	0.03418	1.12275	2.85689
590	0.3247×10^{-2}	0.1730	0.18952	0.15555	0.03396	1.09933	2.83809
600	0.2098×10^{-2}	0.2430	0.25817	0.22442	0.03374	1.07456	2.81817
610	0.1701×10^{-2}	0.2750	0.28990	0.25632	0.03357	1.06624	2.82033
620	0.1451×10^{-2}	0.3020	0.31668	0.28326	0.03341	1.06049	2.82183
630	0.1160×10^{-2}	0.3310	0.34577	0.31250	0.03327	1.05465	2.83585
640	0.8599×10^{-3}	0.3600	0.37519	0.34211	0.03307	1.04891	2.86481
650	0.6197×10^{-3}	0.3950	0.41062	0.37768	0.03294	1.04340	2.89527
660	0.3999×10^{-3}	0.4300	0.44643	0.41360	0.03282	1.03803	2.94593
670	0.2200×10^{-3}	0.4700	0.48753	0.45481	0.03271	1.03248	3.02068
680	0.1029×10^{-3}	0.5050	0.52333	0.49127	0.03256	1.02751	3.12534
690	0.4496×10^{-4}	0.5500	0.56997	0.53746	0.03250	1.02313	3.23491
700	0.1699×10^{-4}	0.6300	0.65081	0.61843	0.03238	1.01862	3.34402

续表

λ (毫微米)	R	K_d (米$^{-1}$)	c (米$^{-1}$)	a (米$^{-1}$)	b (米$^{-1}$)	D_d	D_e
λ = 550毫微米,分子散射 = 0.00842米$^{-1}$，粒子散射 = 0.0266米$^{-1}$							
360	0.5295×10^{-1}	0.0687	0.11528	0.04276	0.07252	1.38130	2.64562
370	0.5650×10^{-1}	0.0650	0.10767	0.03994	0.06773	1.38702	2.62368
380	0.5799×10^{-1}	0.0625	0.10178	0.03825	0.06352	1.38762	2.61016
390	0.5900×10^{-1}	0.0600	0.09652	0.03662	0.05989	1.38788	2.60135
400	0.5945×10^{-1}	0.0590	0.09272	0.03605	0.05666	1.38517	2.59024
410	0.5801×10^{-1}	0.0580	0.08963	0.03571	0.05392	1.37957	2.58943
420	0.5599×10^{-1}	0.0570	0.08678	0.03544	0.05133	1.37288	2.59173
430	0.5353×10^{-1}	0.0565	0.08465	0.03555	0.04909	1.36491	2.59545
440	0.5048×10^{-1}	0.0560	0.08293	0.03574	0.04718	1.35615	2.60408
450	0.4646×10^{-1}	0.0557	0.08157	0.03621	0.04535	1.34492	2.61837
460	0.4248×10^{-1}	0.0558	0.08084	0.03696	0.04387	1.33335	2.63406
470	0.3849×10^{-1}	0.0565	0.08057	0.03820	0.04237	1.32015	2.64870
480	0.3449×10^{-1}	0.0570	0.08013	0.03932	0.04111	1.30728	2.66828
490	0.2898×10^{-1}	0.0582	0.08129	0.04132	0.03997	1.28905	2.70271
500	0.2300×10^{-1}	0.0620	0.08460	0.04562	0.03897	1.26449	2.74051
510	0.1700×10^{-1}	0.0695	0.09136	0.04335	0.03801	1.23330	2.77918
520	0.1400×10^{-1}	0.0735	0.09489	0.05773	0.03716	1.21594	2.80630
530	0.1199×10^{-1}	0.0780	0.09879	0.06238	0.03641	1.20154	2.82090
540	0.9993×10^{-2}	0.0820	0.10237	0.06677	0.03560	1.18736	2.84136
550	0.8492×10^{-2}	0.0888	0.10853	0.07353	0.03500	1.17312	2.85264
560	0.7294×10^{-2}	0.0960	0.11508	0.08068	0.03439	1.16028	2.85748
570	0.5899×10^{-2}	0.1100	0.12824	0.09431	0.03383	1.14252	2.85665
580	0.4498×10^{-2}	0.1330	0.15009	0.11675	0.03333	1.12118	2.84794
590	0.3251×10^{-2}	0.1730	0.18870	0.15579	0.03291	1.09763	2.82704
600	0.2099×10^{-2}	0.2430	0.25727	0.22479	0.03248	1.07287	2.80618
610	0.1700×10^{-2}	0.2750	0.28885	0.25677	0.03208	1.06440	2.80689
620	0.1449×10^{-2}	0.3020	0.31557	0.28377	0.03180	1.05862	2.80739
630	0.1159×10^{-2}	0.3310	0.34455	0.31307	0.03148	1.05276	2.81969
640	0.8607×10^{-3}	0.3600	0.37387	0.34271	0.03116	1.04708	2.84710
650	0.6198×10^{-3}	0.3950	0.40924	0.37831	0.03092	1.04166	2.87956
660	0.4002×10^{-3}	0.4300	0.44489	0.41428	0.03090	1.03633	2.92455
670	0.2200×10^{-3}	0.4700	0.48590	0.45549	0.03041	1.03096	2.99723
680	0.1030×10^{-3}	0.5050	0.52209	0.49192	0.03016	1.02615	3.09852
690	0.4501×10^{-4}	0.5500	0.56806	0.53811	0.02995	1.02189	3.20375
700	0.1699×10^{-4}	0.6300	0.64882	0.61908	0.02974	1.01756	3.30963
λ = 550毫微米,分子散射 = 0.01684米$^{-1}$，粒子散射 = 0.01816米$^{-1}$							
360	0.5295×10^{-1}	0.0687	0.15190	0.04178	0.11012	1.41209	2.73894
370	0.5651×10^{-1}	0.0650	0.13957	0.03905	0.10052	1.41695	2.71040
380	0.5794×10^{-1}	0.0625	0.12960	0.03744	0.09216	1.41655	2.69262
390	0.5899×10^{-1}	0.0600	0.12072	0.03587	0.08484	1.41565	2.67827
400	0.5949×10^{-1}	0.0590	0.11365	0.03533	0.07832	1.41203	2.66233
410	0.5798×10^{-1}	0.0580	0.10785	0.03504	0.07281	1.40496	2.65812
420	0.5600×10^{-1}	0.0570	0.10250	0.03481	0.06769	1.39687	2.65624
430	0.5352×10^{-1}	0.0565	0.09824	0.03496	0.06328	1.38732	2.65641
440	0.5049×10^{-1}	0.0560	0.09453	0.03518	0.05934	1.37669	2.66154
450	0.4651×10^{-1}	0.0557	0.09154	0.03569	0.05585	1.36379	2.67119
460	0.4254×10^{-1}	0.0558	0.08909	0.03649	0.05260	1.34991	2.68161
470	0.3846×10^{-1}	0.0565	0.08746	0.03777	0.04968	1.33461	2.69257
480	0.3442×10^{-1}	0.0570	0.08673	0.03890	0.04783	1.32108	2.71109
490	0.2901×10^{-1}	0.0582	0.08592	0.04097	0.04494	1.29959	2.73754
500	0.2301×10^{-1}	0.0620	0.08823	0.04531	0.04291	1.27293	2.77102
510	0.1700×10^{-1}	0.0695	0.09403	0.05306	0.04096	1.23965	2.80477
520	0.1399×10^{-1}	0.0735	0.09679	0.05751	0.03928	1.22043	2.82604
530	0.1199×10^{-1}	0.0780	0.10001	0.06222	0.03779	1.20454	2.83416
540	0.1000×10^{-1}	0.0820	0.10287	0.06669	0.03617	1.18863	2.84996
550	0.8492×10^{-2}	0.0888	0.10853	0.07353	0.03500	1.17312	2.85264
560	0.7302×10^{-2}	0.0960	0.11856	0.08077	0.03379	1.15903	2.85063

续表

λ (毫微米)	R	K_d (米$^{-1}$)	c (米$^{-1}$)	a (米$^{-1}$)	b (米$^{-1}$)	D_d	D
570	0.5899×10^{-2}	0.1100	0.12734	0.09450	0.03283	1.14030	2.84468
580	0.4108×10^{-2}	0.1330	0.14877	0.11709	0.03168	1.11803	2.83002
590	0.3251×10^{-2}	0.1730	0.18716	0.15629	0.03087	1.09417	2.80577
600	0.2101×10^{-2}	0.2430	0.25552	0.22551	0.03001	1.06942	2.78200
610	0.1700×10^{-2}	0.2750	0.28686	0.25768	0.02917	1.06065	2.77969
620	0.1451×10^{-2}	0.3020	0.31335	0.28484	0.02850	1.05466	2.77692
630	0.1160×10^{-2}	0.3310	0.34222	0.31424	0.02797	1.04886	2.78659
640	0.8603×10^{-3}	0.3600	0.37136	0.34397	0.02738	1.04325	2.81096
650	0.6198×10^{-3}	0.3950	0.40652	0.37968	0.02684	1.03794	2.83091
660	0.4000×10^{-3}	0.4300	0.44192	0.41572	0.02619	1.03277	2.88014
670	0.2200×10^{-3}	0.4700	0.48275	0.45991	0.02684	1.02777	2.94836
680	0.1030×10^{-3}	0.5050	0.51864	0.49332	0.02531	1.02324	3.01159
690	0.4498×10^{-4}	0.5500	0.56444	0.53946	0.02497	1.01933	3.13891
700	0.1700×10^{-4}	0.6300	0.64488	0.62045	0.02442	1.01531	3.23574

第五节 海水中的可见度

一、衬度

设有一辐射率为 L 的物体，相对于一个辐射率为 L_b 的均匀辐射背景而言，其衬度定义为$C=(L-L_b)/L_b$。

在水下，由于水对物体辐射的一次或多次散射、日光产生的背景，以及视程上的散射，致使物体的衬度降低。设在零距离处观测到物体与背景的辐射率分别为 L_0 和 L_{b0}，而在距离 r 处所观测到的相应辐射率分别为 L_r 和 L_{br}，则定义固有衬度 C_0 与表观衬度 C_r 分别为

$$C_0=\frac{L_0-L_{b0}}{L_{b0}} \tag{17-73}$$

$$C_r=\frac{L_r-L_{br}}{L_{br}} \tag{17-74}$$

设在深度 Z_t 上有一物体，而在深度为 Z 且相距 r 处有一观察者，视程的天顶角为 θ，方位角为 ϕ，且 $Z-Z_t=r\cos\theta$。

日光辐射率或均匀介质中场辐射率的衰减由下式给出

$$\frac{dL(Z,\theta,\phi)}{dr}=-K(Z,\theta,\phi)L(Z,\theta,\phi)\cos\theta \tag{17-75}$$

由 (17-63) 式，场辐射率的传输方程为

$$\frac{dL(Z,\theta,\phi)}{dr}=-cL(Z,\theta,\phi) \tag{17-76}$$

$$+\bar{L}(Z,\theta,\phi)$$

类似地，对表观目标辐射率 L_t，有

$$\frac{dL_t(Z,\theta,\phi)}{dr}=-cL_t(Z,\theta,\phi)+\bar{L}(Z,\theta,\phi) \tag{17-77}$$

取 K 为常数，结合(17-75)、(17-76)、(17-77)，并在整个视程上积分，可得

$$L_{tr}(Z,\theta,\phi)=L_{t0}(Z_t,\theta,\phi,)e^{-cr}+L(Z_t,\theta,\phi)e^{-Kr\cos\theta}(1-e^{-cr+Kr\cos\theta}) \tag{17-78}$$

此式给出固有辐射率L_{t0}与目标表观辐射率L_{tr}之间的关系。其右端第一项来自目标光的衰减，

而第二项表示整个视程中外界散射光造成的增益。

将（17-78）中的t换成b，则得表示背景散射的类似表达式。

表观目标辐射率减去表观背景辐射率得

$$L_{tr}(Z,\theta,\phi)-L_{br}(Z,\theta,\phi)$$
$$=[L_{t0}(Z_t,\theta,\phi)-L_{b0}(Z_t,\theta,\phi)]e^{-cr} \quad (17-79)$$

式（17-79）指出，目标与背景辐射率差也遵从光束衰减定律。因子 $e^{-Cr}=T$ 为沿视程的光束透射率。

由（17-73）和（17-74）可得表观衬度和固有衬度的比率：

$$\frac{C_r(Z,\theta,\phi)}{C_0(Z,\theta,\phi)}=T_r(Z,\theta,\phi)\frac{L_{b0}(Z_t,\theta,\phi)}{L_{br}(Z,\theta,\phi)} \quad (17-80)$$

利用（17-78）和（17-79）消去表观目标与背景辐射率，可得

$$\frac{C_0(Z_t,\theta,\phi)}{C_r(Z,\theta,\phi)}=1-\frac{L(Z_t,\theta,\phi)}{L_{b0}(Z_t,\theta,\phi)}[1-e^{cr-K(Z,\theta,\phi)r\cos\theta}] \quad (17-81)$$

（17-80）和（17-81）都是普遍适用的。对于深水中的物体，其固有背景辐射率可认为与场辐射率相等，即 $L(Z_t,\theta,\phi)=L_{b0}(Z_t,\theta,\phi)$，于是（17-81）化为

$$\frac{C_r(Z,\theta,\phi)}{C_0(Z_t,\theta,\phi)}=e^{-cr+K(Z,\theta,\phi)r\cos\theta} \quad (17-82)$$

对水平视程，$\cos\theta=0$，从而上式化为

$$\frac{C_r\left(Z,\frac{\pi}{2},\phi\right)}{C_0\left(Z,\frac{\pi}{2},\phi\right)}=e^{-cr} \quad (17-83)$$

上式描述了各种目标对衬度的降低规律。

二、调制传递函数

光束通过水体成象时，水的散射使整个光学系统的分辨率与观测距离都减小。特别是窄光束在水中传播时，其光场结构发生变化。

水对光的散射性质常用体积散射函数 $\beta(\theta)$ 表示；而分辨率的降低可用点扩展函数或其傅里叶变换的模—调制传递函数 $F(\nu,r)$ 来表示。ν 为空间频率，r 为物、象间散射介质的长度。在小角近似下（$\sin\theta\approx\tan\theta\approx\theta$），调制传递函数与体积散射函数之间有下述变换关系

$$F(\nu,r)=e^{[Q(\psi)-\beta_t]} \quad (17-84)$$

其中，

$$Q(\psi)=2\pi\int_0^{\theta}u(\theta)J_0(2\pi\psi\theta)d\theta \quad (17-85)$$

$$u(\theta)=\int_0^{\theta}\beta(t)dt \quad (17-86)$$

$$\beta_t=\int_0^{2\pi}\beta(\theta)d\omega=2\pi\int_0^{\pi}\beta(\theta)\sin\theta d\theta \quad (17-87)$$

（17-85）的反变换为

$$u(\theta)=2\pi\theta\int\psi Q(\psi)J_0(2\pi\theta\psi)d\psi \quad (17-88)$$

式中 J_0 为第一类零阶贝塞尔函数。于是得到从 $F(\nu,r)$ 到 $\beta(\theta)$ 的总变换为

$$\beta(\theta)=-2\pi\frac{\partial}{\partial\theta}\left\{\theta\int_0^\infty\frac{\psi}{r}\left[L_nF\left(\frac{\psi}{r},r\right)-L_nF(\infty,r)\right]\times J_0(2\pi\theta\psi)d\psi\right\}\qquad(17\text{-}89)$$

式中　常数 β_t——沿光束每单位长度在一小角度（$\leqslant\Theta$）内所散射的总功率；

Θ——使小角近似成立的角度上限；

$\psi=\nu r$——角空间频率，单位为周/弧度。

对于从 r_1 到 $r_2>r_1$ 的一个介质层，推广（17-84）可得

$$F(\nu,r_1,r_2)=e^{-\beta_t(r_2-r_1)+\Delta(Qr)}\qquad(17\text{-}90)$$

式中　$\Delta(Qr)\equiv Q(\nu r_2)r_2-Q(\nu r_1)r_1$。当介质层很薄时，有 $\Delta(Qr)=Q(\nu r)(r_2-r_1)$，从而得到

$$F(\nu,r_2-r_1)=e^{-[\beta_t-Q(\nu r)](r_2-r_1)}\qquad(17\text{-}91)$$

由上可见，如果测得水的散射性质，则可计算成象分辨率的降低，反之亦然。

三、光束横向相干性

水下可见度的变化是光散射的结果，而海水对光的散射有两种不同的机构。一是折射率大体与水相近的悬浮粒子与浮游生物的散射。另一是温度与盐度变化所致折射率变化引起的散射。描述小海水小角散射的主要参数是悬浮粒子的平均大小、折射率、浓度，以及海水折射率变化的特征线度与均方偏差。当光束通过海水传播时，两种不同散射机构对光束横向相干性的影响不同。设光束在海水中传播距离 L 后横向复场的互相干函数为

$$M(\rho)=\langle U(\mathbf{r}_1)U^*(\mathbf{r}_2)\rangle\qquad(17\text{-}92)$$

式中，$\mathbf{r}_1$ 和 $\mathbf{r}_2$ 为距光源 L 处垂直于传播方向的平面上之二矢径，而 $\boldsymbol{\rho}=\mathbf{r}_2-\mathbf{r}_1$。在某些简化假设下可得到，悬浮粒子散射引起的 $M(\boldsymbol{\rho})$ 具有形式

$$M(\rho)=|U_0|^2e^{-2L/L_1}(1-e^{-\rho^2/D^2})\qquad(17\text{-}93)$$

$$\rightarrow|U_0|^2e^{-2L\rho^2/L_1D^2}\qquad 当\rho\ll D时$$

$$\rightarrow|U_0|^2e^{-2L/L_1}\qquad 当\rho\gg D时$$

式中　U_0——常数；

D——悬浮粒子的线度；

L_1——单次散射的平均自由程。

而由折射率变化引起的 $M(\boldsymbol{\rho})$ 具有形式

$$M(\rho)=|U_0|^2\langle e^{i[K_x(x_2-x_1)+K_y(y_1-y_2)]}\rangle$$
$$=|U_0|^2\langle e^{iK_x(x_1-x_2)}\rangle\langle e^{iK_y(y_1-y_2)}\rangle\qquad(17\text{-}94)$$

式中 K_x、K_y 为波矢分量。

设观察时间足够长，从而时间平均等价于系综平均，再由各向同性假定，$\overline{K_x^2}=\overline{K_y^2}=K^2\overline{\theta^2}/2$ 以及 $\rho^2=(x_2-x_1)^2+(y_2-y_1)^2$，完成平均后得

$$M(\rho)=|U_0|^2e^{-(\rho^2K^2\overline{\Delta n^2}L/4a)}\qquad(17\text{—}95)$$

式中 $\overline{\Delta n^2}$ 为均方折射率变化，a 为折射率变化的特征长度。

由上，如果由实验测得 $M(\rho)$，则可确定是哪种散射机构起支配作用。

参考文献

[1] Preisendorfer, R. W., Scripps Inst, Oceangr Univ Calif, La Jolla, p.96(1960).

[2] Preisendorfer, R. W., Symp. Rabiant Energy Sea, Inst. Union Gèod. Gèophys. Monogr., 10, p.11-30(1961).

[3] Rayleigh, Lord, *Philos. Mag.*, 41, 447-454(1871).

[4] Einsten, A., *Ann. Phys.*, **33**, 1275(1910).

[5] Dawson, L. H. and Hulbutt, E. O., *J. Opt.* Soc. Am., 27, 199-201(1937).

[6] Morel, A., Optical Aspects of Oceanography, Edited by N. Jerlov and E. Steemann Nielsen, Academic Press, New york, p.1-24(1974).

[7] Mie, G., *Ann. Phys.*, 25, 377(1908)。

[8] Preisendorfer, R. W., Physical Aspect of Light in the Sea, Univ. Hawaii Press, Honolulu, Hawaii, p.51-60 (1964).

[9] Wells, W. H., *J. Opt. Soc. Am.*, 59, 686-691(1969).

[10] Yura, H. T., *Appl. Opt.*, 10, 114-118(1971).

第十八章 高速摄影和光子学

第一节 引 言

一、基本概念[1—4]

光子学这个术语首先由玻尔勃法特博士于1970年在第九届国际高速摄影会议上提出[3]，1974年在第十一届国际高速摄影会议上对光子学这一术语的定义作了进一步的讨论，第十二届国际高速摄影会议在标题上用括号引入光子学这一术语，而从第十三届国际会议开始正式改名为高速摄影和光子学的国际会议。光子学这一术语的含义处于逐步完善的过程中。目前倾向性的看法是，光子学是研究光子作为载体来传递图象信息的一门科学，光子学是研究光子在发射、传播、偏转、调制、放大和存贮等过程的行为规律。高速摄影是以光子作为图象信息载体的，是光子学的一个重要组成部分。光子、光子学和光子学仪器，和高速摄影有着密切的联系是不言而喻的。本章从高速摄影这一角度出发，来阐述光子学的一个侧面。

高速摄影能够给出高速变化过程的空间-时间信息，是目前形象化地研究快过程和超快过程的唯一有力工具。高速摄影又称为时间放大镜，它可把短时间和原子时间放大到人眼能够舒服接受的程度。关于时间的分类见表18-1[4]。高速摄影的发展已有近百年的历史，它经历了从低速到高速、超高速、特超高速，从可见光到远红外、紫外、X射线，从研究宏观物体的运动到研究微观机制的发展过程。高速摄影已经深入到研究原子时间的领域，已经能产生30毫微微秒的激光脉冲，已经能“冻结”光波的传播。

表 18-1 时间分类

分类	原子时间			短时间				长时间				天文时间		
时间（秒）	10^{-21}	10^{-18}	10^{-15}	10^{-12}	10^{-9}	10^{-6}	10^{-3}	1	10^{3}	10^{6}	10^{9}	10^{12}	10^{15}	10^{18}
名称	毫微微微秒	微微微秒，阿秒	毫微微秒，飞秒	微微秒，皮秒	毫微秒，纳秒	微秒	毫秒	秒						
代号		as	fs	ps	ns	μs	ms	s						

二、基本术语

摄影频率 ν 摄影机每秒钟能够拍摄的画幅数，有的称为分幅频率、分祯频率；它的单位用幅/秒表示，也可用张/秒、祯/秒、格/秒表示。

放映频率 ν'，电影放映机每秒钟能放映的画幅数，它的单位和摄影频率的单位相同。通常电影放映机的放映频率为24幅/秒，有时称为标准放映频率ν'_s。

时间放大率 m_t 摄影频率和放映频率的比值，即

$$m_t = \frac{\nu}{\nu'_s} \tag{18-1}$$

分幅时间 t_f 多幅摄影时相邻画幅的时间间隔，是摄影频率的倒数，即

$$t_f = \frac{1}{\nu} \tag{18-2}$$

全曝光时间 t_t 一张画幅曝光的全部时间。在高速摄影里，通常在曝光时间里，象面照度是变化的，理想全曝光曲线是矩形，多数情况，全曝光曲线并非矩形。

有效曝光时间 t_e 有两种定义

定义1 若理想曝光和实际曝光的曝光量一样，最大照度一样，此时理想曝光的曝光时间就是实际曝光的有效曝光时间，即

$$t_e = \frac{\int_0^{t_t} E(t)dt}{E_{max}} \tag{18-3}$$

式中，$E(t)$是曝光函数，即全曝光时间里，象面照度随时间变化的关系；E_{max}是全曝光时间里象面最大的照度。

定义2 不仅考虑快门的曝光函数，同时考虑感光介质的感光特性。因此，有时称为摄影有效曝光时间，可用下式表示。

$$t_e = t_t - (t_b - t_s) \tag{18-4}$$

式中，t_b是曝光时间的起始段；t_s为曝光时间的终了段。高速摄影中，通常$t_b = t_s$。

曝光系数 η_s 全曝光时间和分幅时间的比值，即

$$\eta_s = \frac{t_t}{t_f} \tag{18-5}$$

曝光系数，有时称为快门系数、快门因数。

有效曝光系数 η_e 有效曝光时间和全曝光时间的比值，即

$$\eta_e = \frac{t_e}{t_t} \tag{18-6}$$

有效曝光时间采用定义1时，有效曝光系数对某种形式的曝光快门是常数，当采用定义2时，有效曝光系数还和达到的密度值有关，是个变数。但是后者更有实际意义。有效曝光系数有时称为快门效率。

空间分辨率 N 指分辨空间物体最小细节的能力，通常用每毫米多少条线来衡量，即线/毫米，或者线对/毫米。空间分辨率和衍射、象移（由目标运动产生或相机本身产生）、底片等因素有关。

（1）衍射空间分辨率 N_d 和光栏的形状、大小有关，且有方向性，即不同的方位其

空间分辨率是不相同的。高速摄影中，有很多情况是曝光时间内光栏在一个方向上（时间方向、扫描方向）的大小是变化的，这个方向的空间分辨率要下降。如果采用衍射模糊量 $\sigma_d = 1/N_d$，则不同光栏形状、不同方向、不同情况的衍射模糊量列于表 18-2。

表 18-2 衍射模糊量[5]

光栏	时间方向		空间方向	
	静止状态	扫描状态	静止状态	扫描状态
矩形	$1.05\lambda A_t$	$1.32\lambda A_t$	$1.05\lambda A_s$	$1.05\lambda A_s$
菱形	$1.35\lambda A_t$	$1.68\lambda A_t$	$1.35\lambda A_s$	$1.68\lambda A_s$

注：λ——被研究对象的波长，指主波长、或者平均波长

A_t——光栏时间方向的孔径数

A_s——光栏空间方向的孔径数

(2) 底片的空间分辨率 N_F 其倒数 σ_F 称为底片颗粒所造成的模糊量。

(3) 摄影空间分辨率 N_{ph} 其倒数 σ_{ph} 称为摄影模糊量。如果仅仅考虑衍射和底片颗粒度的影响，则可用经验公式

$$\sigma_{ph} = 1.08(\sigma_d + \sigma_F) \tag{18-7}$$

(4) 相机原理所造成的固有模糊量为 σ_c，目标移动所造成的模糊量为 σ_m，则相机的总模糊量 σ 可用随机误差积累定律综合，即

$$\sigma^2 = \sigma_d^2 + \sigma_c^2 + \sigma_m^2 + \sigma_F^2 \tag{18-8}$$

三、高速摄影的信息论 [4]

(一)空间信息量 $\mathscr{T}_s$ 和香农公式 空间信息量通常定义为一张画幅所包含的象素数或比特数，即

$$\mathscr{T}_s = z\log_2 k \tag{18-9}$$

式中，z 是象素数，当画幅两个方向的空间分辨率相同时，$z = SN^2$，S 是画幅面积，N 是空间分辨率；k 是每一个象素可能的信息级数（强度和色度）：对底片而言，k 取决于底片动态范围和感色性；对于人眼而言，能区分 200 灰级和 1000 左右的色度级，那末 $k = 200 \times 1000 = 2 \times 10^5$ 时，则 $\log_2 k = 17.6$。

往往时间方向的空间信息更为引人注意，即

$$\mathscr{T}_s = BN\log_2 k \tag{18-10}$$

式中，B 是时间方向的画幅宽度。

从信息论的角度出发，z 表示信息通道数，信息级可用信噪比 s/n 来表示，公式(18-9)和 (18-10) 可分别写成

$$\mathscr{T}_s = z\log_2\left(1 + \frac{s}{n}\right) \tag{18-9a}$$

$$\mathscr{T}_s = BN\log_2\left(1 + \frac{s}{n}\right) \tag{18-10a}$$

这就是著名的香农公式。

尽可能增加画幅面积是提高空间信息的重要方法。当 S 一定时，在进行高速摄影时，

要充分利用画幅面积。表 18-3 列出常用画幅的尺寸。

表 18-3 标准画幅

相 机 类 型	标称画幅（毫米²）	面 积（毫米²）	面 积 比
8 毫米（标准）	3.8×5.0	19	0.02
16 毫米（标准）	7.6×10.0	76	0.09
35 毫米（标准）	18×24	432	0.5
35 毫米	24×36	864	1
6×6 开	55×55	3024	3.5
6×7 开	55×98	3740	4.3
4×5 开	96×120	11520	13.3

（二）时间信息量 $\mathscr{T}_t$

$$\mathscr{T}_t = \nu \cdot g^{\frac{2}{3}} \tag{18-11}$$

式中，ν 是摄影频率，g 是相机的品质因数，是曝光系数 ε 的倒数，即是分幅时间和曝光时间的比值，$g = t_f/t_t$。若 $g = 1$，则时间信息可用摄影频率来代替。

（三）高速摄影的总信息量 $\mathscr{T}$

$$\mathscr{T} = \mathscr{T}_s \mathscr{T}_t，即$$

$$\begin{aligned}\mathscr{T} &= SN^2 \log_2 k\nu g^{\frac{2}{3}} \\ &= SN^2 \nu g^{\frac{2}{3}} \log_2\left(1+\frac{s}{n}\right)\end{aligned} \tag{18-12}$$

或者

$$\begin{aligned}\mathscr{T} &= BN\nu g^{\frac{2}{3}} \log_2 k \\ &= BN\nu g^{\frac{2}{3}} \log_2\left(1+\frac{s}{n}\right)\end{aligned} \tag{18-13}$$

这是评价相机性能的一项重要指标。若 $g=1$，$k=2$，$\mathscr{T} = BN\nu$，单位为每秒钟的线条数。

用（18-12）式计算几种分幅高速摄影的总信息量 $\mathscr{T}$：

（1）间歇抓片式

$S = 22\times 18$ 毫米²，$N = 55$ 线/毫米，$g = 3$，$\nu = 300$ 幅/秒，$k = 8$，$\mathscr{T} = 1.24\times 10^9$ 比特/秒

（2）补偿式（棱镜补偿）

$S = 22\times 18$ 毫米²，$N = 45$ 线/毫米，$g = 4$，$\nu = 1,400$ 幅/秒，$k = 8$，$\mathscr{T} = 5.66\times 10^9$ 比特/秒。

（3）转镜式（一次反射）

$S = 9\times 9$ 毫米²，$N = 26$ 线/毫米，$g = 1$，$\nu = 5\times 10^6$ 幅/秒，$k = 8$，$\mathscr{T} = 8.21\times 10^{11}$ 比特/秒

（4）克尔盒

$S = 10\times 10$ 毫米²，$N = 30$ 线/毫米，$g = 3$，$\nu = 6.7\times 10^6$ 幅/秒，$k = 8$，$\mathscr{T} = 3.76\times 10^{12}$ 比特/秒。

（5）变象管

$S = 8\times 8$ 毫米²，$N = 10$ 线/毫米，$g = 3.5$，$\nu = 6\times 10^8$ 幅/秒，$k = 8$，$\mathscr{T} = 2.66\times 10^{13}$ 比

特/秒。

(6) 网格（象分解）

$S=10\times10$ 毫米^2，$N=16$ 线/毫米，$g=1$，$\nu=10\times10^6$ 幅/秒，$k=8$，$\mathscr{T}=7.68\times10^{13}$ 比特/秒。

上述都是典型数据，并非最高水平，如果采用高速彩色胶片，信息量还可提高。若彩色胶片能获得 8 级灰度级、10 级色度级，则 $k=80$，信息级由 $\log_2 8=3$ 增至 $\log_2 80=6.3$。

分时间辨率 δ_t　对于单幅摄影就是曝光时间，对于多幅摄影就是摄影频率的倒数（分幅时间），对于扫描摄影，就是能分辨的最短时间。

四、高速摄影的基本原理

高速摄影是记录高速瞬变现象的空间-时间信息的，空间信息以画幅图象来表示，时间信息通常以摄影频率来说明。实现高速摄影的必要条件是[2]：

①曝光时，记录光场（例如物象）要和记录介质相对静止，或者把相对运动控制到容许的范围之内；

②不曝光时，记录光场和记录介质作高速相对运动；

③曝光与不曝光，要靠高速快门控制。快门分为机械式（机械快门、叶子板快门、圆筒快门）、光学式（转镜相机中的光楔快门）、相干快门（相干长度极短也可在某种情况下作快门）、光源快门（利用频闪光源）、电光快门和磁光快门等。

五、高速摄影的分类和发展

(1) 按摄影频率分类

时间间隔摄影　固定摄影机和目标的相对位置，隔较长的时间拍一张（几十分钟、几小时、甚至还要长），又称慢速摄影；

单张摄影　每次摄影获得一张画幅，但曝光时间极短；

低高速摄影　摄影频率 $24-3\times10^2$ 幅/秒；

中高速摄影　摄影频率 $3\times10^2-10^4$ 幅/秒；

高速摄影　摄影频率 $10^4-3\times10^5$ 幅/秒；

甚高速摄影　摄影频率 $3\times10^5-10^6$ 幅/秒；

超高速摄影　摄影频率$>10^6$ 幅/秒；

(2) 按画面图象分类

分幅画面（标准的放映画幅，条带状的画幅、缩小画幅）

条纹画面（只记录空间一维信息随时间的变化）

隐画面（通过析象的方法得到一幅幅的画面）

(3) 按用途分类

普通可见物体的高速摄影；

不透明物体内部高速摄影；

水下摄影；

机载、弹载、星载高速摄影。

(4) 按原理分类

高速静片摄影　获得一张曝光时间极短（<1/1000 秒）的单张画面；

间歇式高速摄影　分为超 8 毫米、16 毫米、35 毫米和 70 毫米 4 种；

补偿式高速摄影　分为棱镜补偿、反射镜补偿和透镜补偿等；

鼓轮式高速摄影　按底片的贴附方式分内鼓式和外鼓式两种，可分幅，也可扫描记录；

转镜式高速摄影　分为分幅、扫描两种，或同步型、等待型两种；

狭缝式高速摄影　底片连续运动，运动的狭缝圆盘控制底片曝光，可作分幅，亦可作扫描记录；

网格高速摄影　又称象分解高速摄影，分动瞳式和非动瞳式；

变象管高速摄影　可分为分幅型和扫描型两种；

电光快门高速摄影　可分为克尔盒高速摄影和泡克耳斯盒高速摄影；

闪光高速摄影　可分为动片多幅高速摄影和静片多幅高速摄影，后者又称为克兰兹-沙尔丁型高速摄影；

X 光高速摄影和其他粒子束高速摄影；

激光全息高速摄影和高速视频记录系统（高速电视）等等。

（5）几种高速摄影的发展，见表 18-4 至表 18-8。

表 18-4　单次曝光摄影

种　　类	曝　光　时　间　（秒）		
	≤1957	≤1972	≤1982
单次闪光，阴影记录	10^{-8}	10^{-11}	3×10^{-14}
单次闪光，目标附近反射光	10^{-7}	2×10^{-10}	3×10^{-14}
单次闪光，1米²面积反射光	10^{-6}	$(1—10)\times10^{-9}$	10^{-12}
电驱动克尔盒	10^{-8}	5×10^{-10}	5×10^{-10}
光驱动克尔盒	—	5×10^{-12}	5×10^{-12}
单幅变象管	10^{-9}	$10^{-9}—10^{-10}$	10^{-10}
单幅带微通道板变象管	—	—	10^{-12}

表 18-5　扫描摄影

种　　类	时　间　分　辨　率　（秒）		
	≤1957	≤1972	≤1982
鼓 轮 式	10^{-7}	5×10^{-9}	5×10^{-9}
单次反射转镜式	10^{-8}	2×10^{-9}	10^{-9}
多次反射转镜式	0.25×10^{-9}	10^{-10}	10^{-10}
沙尔丁极限	0.25×10^{-9}	0.25×10^{-9}	0.25×10^{-9}
变 象 管	$10^{-10}—10^{-11}$	$(2—3)\times10^{-12}$	5×10^{-13}

表 18-6　多幅摄影

方　　法	≤1957		≤1972		≤1982	
	曝光时间（秒）	摄影频率 ν（幅/秒）	曝光时间（秒）	摄影频率 ν（幅/秒）	曝光时间（秒）	摄影频率 ν（幅/秒）
间歇式	$\frac{1}{2\nu}-\frac{1}{100\nu}$	300	$\frac{1}{2\nu}-\frac{1}{100\nu}$	600	$\frac{1}{2\nu}-\frac{1}{100\nu}$	10^3
棱镜补偿式	$\frac{1}{\nu}-\frac{1}{100\nu}$	10^4	$\frac{1}{\nu}-\frac{1}{100\nu}$	10^4	$\frac{1}{\nu}-\frac{1}{100\nu}$	10^4
频闪放电，自分幅	10^{-7}	2.5×10^4	5×10^{-9}	30×10^5	5×10^{-9}	3×10^5
频闪激光式	—	—	$(2-3)\times10^{-12}$	10^8	3×10^{-14}	10^8
胶片连续运动频闪曝光	$\frac{1}{100\nu}-10^{-7}$	10^4	$\frac{1}{100\nu}-10^{-12}$	10^5	$\frac{1}{100\nu}-3\times10^{-14}$	10^6
脉冲激光照明变象管连续扫描	—	—	$(2-3)\times10^{-12}$	10^8	3×10^{-14}	10^{10}
旋转开口圆盘式	$\frac{1}{\nu}-10^{-6}$	10^5	$\frac{10}{\nu}-10^{-6}$	3×10^5	$\frac{10}{\nu}-10^{-6}$	3×10^5
相控快门式	$\frac{1}{\nu}-10^{-8}$	10^7	$\frac{1}{\nu}-10^{-9}$	10^8	$\frac{1}{\nu}-10^{-9}$	10^8
克兰兹—沙尔丁法	$\frac{1}{\nu}-10^7$	10^7	$\frac{1}{\nu}-5\times10^{-9}$	10^8	$\frac{1}{\nu}-5\times10^{-9}$	10^3
转镜分幅	$\frac{1}{\nu}-\frac{1}{10\nu}$	10^7	$\frac{1}{\nu}-\frac{1}{10\nu}$	5×10^7	$\frac{1}{\nu}-\frac{1}{10\nu}$	3×10^7
变象管	$\frac{1}{3\nu}-5\times10^{-7}$	2.5×10^5	$\frac{1}{3\nu}-5\times10^{-10}$	10^8	$\frac{1}{3\nu}-5\times10^{-10}$	6×10^8

表 18-7　网格摄影（象分解摄影）

种　　类	摄影频率（幅/秒）		
	≤1957	≤1972	≤1982
壁形网格板	10^5-10^6	10^5-10^6	10^6
狭缝板加转镜	10^8	10^6	10^6
微透镜板，孔径扫描	2.5×10^5	10^6	10^6
微透镜板，机械扫描	10^5	10^5	10^5
光纤象分解，长列，低分辨	10^5	10^5	10^5
光纤象分解，短列，200取样点/幅宽	—	10^6	10^{10}
微透镜板，转镜扫描	10^8	10^9	10^9
网格板，变象管扫描	$>10^9$	$>10^9$	$10^{10}-10^{12}$

表 18-8 射线摄影

方 法	曝 光 时 间（秒）		
	≤1957	≤1972	≤19[illegible]2
穿透几吋钢板的 X 射线	10^{-6}	10^{-8}	10^{-8}
穿透闪光和烟雾的 X 射线	10^{-7}	10^{-9}	10^{-11}
γ 射线或在可见区的超辐射	—	10^{-9}	10^{-9}

第二节 间歇式高速摄影

一、间歇式高速摄影的特点 [55]

间歇式高速摄影，是以底片作间歇运动为其基本特征的：曝光时，底片静止，[illegible]针定位；不曝光时，底片运动一个画幅的距离。目前，16 毫米底片摄影频率可达到 1000 幅/秒，35 毫米底片可达到 360 幅/秒，70 毫米底片可达到 130 幅/秒。这种摄影机可以获得较高的象质，便于放映。其主要特征是：

（1）空间分辨率高 由于曝光时底片静止，且光学系统易于设计成大的相对孔径。抓片式摄影机摄影空间分辨率达 40—70 线/毫米；滚环式摄影机摄影空间分辨率目前可达 15—30 线/毫米。

（2）画幅稳定性高 画幅稳定性是各个画面的同位点在垂直方向和水平方向的相对位移量，摄影频率 200 幅/秒时，画幅稳定性可在 0.015—0.025 毫米。

（3）间歇因数 g 的变化范围大 叶子板开口角从 9°—180°，闪歇因数从 40—2。

（4）曝光时间的变化范围大 对 16 毫米间歇式摄影机而言，曝光时间可从 $10^{-[illegible]}$ 秒—5×10^{-5} 秒。

二、间歇式高速摄影机的组成

以国产 GS-240/35 毫米为例说明间歇式高速摄影机的组成和主要性能。

（1）用 35 毫米底片，片盒容量 150 米；

（2）画幅尺寸 18×22 毫米^2；

（3）摄影频率 50—240 幅/秒；

（4）物镜四种：

18 毫米物镜 $f'=18$ 毫米；$D/f'=1:2$；$2W=2\times39°$

40 毫米物镜 $f'=40$ 毫米；$D/f'=1:2$；$2W=2\times21°$

75 毫米物镜 $f'=75$ 毫米；$D/f'=1:2.8$；$2W=2\times11.5°$

100 毫米物镜 $f'=100$ 毫米；$D/f'=1:2.8$；$2W=2\times8.6°$

（5）检焦取景器的放大倍数是 7.5 倍；

（6）时标分 50、100、200 次/秒三种，可加外来时标，有画幅计数信号；

（7）摄影分辨率

当摄影频率为 150 幅/秒时，35—48 线/毫米；

当摄影频率为 200 幅/秒时，20—25 线/毫米；

(8) 画幅稳定性 0.03—0.04 毫米（频率为 220 幅/秒）；

(9) 叶子板快门由两块组成，相对位置可调，开口范围 15°—135°；

(10) 交流电源 220V，有堆、断片停机机构。

三、间歇机构 [6—10]

分抓片机构、滚环机构和差相偏心滑轮机构等。抓片机构又分为凸轮式和曲柄式。其抓片轨迹可分为 D 形和圆形。滚环机构和差相偏心滑轮机构似最有前途，尚有大量工作要做。目前仍是抓片机构占优势。抓片机构诸参数的选取可借助于电子计算机用优化的方法进行。

抓片机构诸参数的优化问题多属于有约束极小化模型：单目标函数（多目标函数尽可能化成单目标函数）、多约束，多维非线性问题。下面就双曲柄抓片机构为例来说明诸方程的建立（参看表 18-4 中的双曲柄机构原理图）。

(1) 抓片爪的运动方程

等长度、同相位的双曲柄机构中，抓片爪的轨迹是半径等于曲柄长度的圆周。若 s 方向定在片道方向，则得抓片爪位移方程、速度方程和加速度方程。

$$\begin{cases} s = r(1-\cos\omega t) \\ v = \dfrac{ds}{dt} = r\omega\sin\omega t \\ a = r\omega^2\cos\omega t \end{cases} \tag{18-14}$$

式中，r 是曲柄长度。

(2) 输片力方程

胶片的运动规律可以从下面的微分方程解出，

$$\frac{d^2x}{dT^2} + \omega_0^2 x = \int_{\tau_x}^{T-\tau_k} v(\tau+\tau_k)dT - B \tag{18-15}$$

式中，$\omega_0^2 = \dfrac{k}{m}$，$B = \dfrac{F_f}{m}$，$\tau_x$ 是抓片爪进入片孔到接触片孔边缘的时间，τ_k 是抓片爪进入片孔到胶片质量 m 开始运动的时间，$T = t-\tau_k$，抓片爪的速度 $v_o = v(t)$，质量为 m 的胶片速度 $v_f = v(T)$，F_f 是片道摩擦力，k 是胶片的弹性系数。

据抓片爪的运动规律，可解方程 (18-15)，得胶片的运动规律 $x(T)$，$v(T)$，$a(T)$。输片力（抓片爪对胶片的作用力）为

$$F = [x_1(T) - x(T)]k \tag{18-16}$$

式中 $x_1(T)$ 为片孔边缘的位移。输片力方程多为目标方程。

对于双曲柄机构，胶片运动方程和输片力方程分别为

$$\frac{d^2x}{dT^2} + \omega_0^2 x = \omega_0^2 r[\cos\omega\tau_x - \cos(T+\tau_k)] - B \tag{18-15a}$$

$$F = B + \frac{r\omega}{\omega_0^2-\omega^2}\cos\omega t - \left[\frac{r\omega_0^2}{\omega_0^2-\omega^2}\cos\omega\tau_k - r\cos\omega\tau_k + B\right]\cos\omega_0(t-\tau_k) + \frac{r\omega_0\omega}{\omega_0^2-\omega^2}\sin\omega\tau_k\sin\omega_0(t-\tau_k) \tag{18-16a}$$

(3) 平衡计算

对于抓片机构来说，高速时要产生极大的惯性力，设计时要进行平衡计算以期惯性力达到最小。目前多用解析法进行计算：先用广义的质量静代法把质量分配到代换点上，再求出机构的总静矩，总静矩的二阶导数即为总惯性力。惯性力的全部平衡，必须使机构的重心落在固定不动的机架上。由于全部平衡会使机构的重量增加过多，所以多采用部分平衡的方法。平衡的方法分加平衡齿轮的平衡装置（这样可平衡一次惯性力），和加对称机构的平衡装置。

表 18-9 抓片机构

机构名称	原理图	说明	特点
曲柄连杆	片簧 抓片爪	片簧把抓片爪压向底片	简单 $\nu_{max}=120$幅/秒
凸轮		定片针和抓片爪都由三角凸轮驱动	$\nu_{max}<180$幅/秒
曲柄凸轮		抓片靠曲柄驱动	$\nu_{max}\approx 200$幅/秒
曲柄四连杆	h g 3 6 o o_2 4 o_1 τ ξ f R	是一种带摇臂的曲柄连杆机构，有4个抓片爪和4个定片针	复杂 $\nu_{max}=275$幅/秒

续表

机构名称	原　理　图	说　　明	特　　点
双曲柄		轨迹是圆形封闭曲线，用于16mm-1w型	适16毫米底片；抓片机构放在片盒中，ν_{max}=1000幅/秒，ν=800幅/秒时，画幅稳定度为±0.05毫米
曲柄摇杆		两套曲柄连杆，用于35毫米-4E型	输片行程可调，真空吸片，ν_{max}=360幅/秒
导轮脉冲夹持件		借助导轮使胶片积蓄能量来实现间歇运动	ν_{max}=400—500幅/秒 画幅稳定性差(0.3毫米)
滚环式		间歇输片是靠上下输片轮把片环送进拉出形成的，用于GSS-35型	ν_{max}>300—350幅/秒机构要进一步完善，象质需进一步提高
差相偏心滑轮式❶		偏心滑轮可周期地贮存和送出底片，使在每一转的某段时期内片门前的底片近似不动	目前，对于16毫米 ν_{max}=1000幅/秒 快门开口角最大为60°

❶研究表明[6]，差相180°要比差相90°好，缩小工作角可大大改善象移量。

四、国内外主要间歇式高速摄影机性能

国内外主要间歇式高速摄影机性能见表 18-10。

表 18-10 国内外主要间歇式高速摄影机性能一览表[53]

16 毫米间歇式高速摄影机

型号	厂家	画幅(毫米²)	摄影频率(幅/秒)	片盒容量(米)	间歇机构 定片机构	快门形式 开口角	大小(毫米³) 长×高×宽	重量(公斤)
16mm-1A	美国福托-苏尼克斯公司	7.5×10.5	300	300	抓片爪 定片针	叶子板 72°	324×154×14(	11.3
16mm-1w	美国福托-苏尼克斯公司	7.6×10.4	24—1000	60 120 400	八爪 四针	叶子板 9°—144°	—	—
16-HS-F4	美国米却尔相机公司	7.5×10.5	4—400	30 60 120	抓片爪 定片针	叶子板 72°—140°	320×175×280 (不包括马达，片盒座)	8
16-HSC	美国米却尔相机公司	7.6×10.5	4—400	400	抓片爪 定片针	叶子板 0～140°	100×125×206 (不包括马达、片盒)	8.5
HS-16-E4	美国米却尔相机公司	5.5×10.5	6—600	120 400	抓片爪 定片针	叶子板 (0—120°每隔10°一档)	—	—
RC-250	英国文廷公司	7.6×10.4	50—250	15 10	抓片爪 定片针	叶子板 (30°—110°每隔10°一档)	192×96×286 (不包括物镜但包括 60 米片盒)	—
GV-16	法国阿克莱国际开发公司	7.6×10.4	到 200	30	抓片爪 定片针	叶子板 10°—180°	222×110×102	2.26
164-5	美国洛克莫公司	7.6×10.4	5—500	120	抓片爪 定片针	叶子板 5°—180°	100×182×240	4.4
DVM-3A	美国密立根公司	7.6×10.4	到 400	30	抓片爪 定片针	叶子板 7.5°—140°	165×100×123	3.23
DVM-10	美国密立根公司	7.6×10.4	到 400	120	抓片爪 定片针	叶子板 7.5°—140°	325×100×155	6.75

35 毫米间歇式高速摄影机

型号	厂家	画幅(毫米²)	摄影频率(幅/秒)	片盒容量(米)	间歇机构 定片机构	快开形式 开口角	大小(毫米³) 长×高×宽	重量(公斤)
GS240/35	中国科学院西安光机所	18×25	50—240	150	抓片爪 定片针	双叶叶子板 15°—135°	—	—
GSS-35	中国甘肃光仪厂	18×22	50—300	120	滚环式	叶子板 到180°	—	—

续表

型号	厂家	画　幅 (毫米²)	摄影频率 (幅/秒)	片盒 容量 (米)	间歇机构 定片机构	快门形式 开口角	大小(毫米³) 长×高×宽	重量 (公斤)
DEBRIE	法国 德布雷公司	18×24	到 300	240	四爪 定片针	叶子板， 0—135°	400×350×400	15
BOURDERO	法国 布迪罗公司	18×24	到 240	300	四　爪 六　针	叶子板， 0—140°	400×215×230	13
35mm-2A	美国，福托— 苏尼克斯公司	18×24	24—200	120	抓片爪 定片针	叶子板可换 到 72°	324×154×93.8	11.3
35mm-4E	美国，福托— 苏尼克斯公司	18.8×25.1	6—360	120 300	十二爪 四　针	叶子板， 5—120°	—	—
1-KSK	苏联	16×22	24—132	300	四　爪 二　针	叶子板 到170°	100×390×192	14
GV	法国 阿克莱公司	18×24	24—240	120 300	抓片爪 定片针	叶子板， 0—140°	1000×530×500	73
BOURDERO H.S.-300	英国 文廷公司	18×24	50—275	300	四　爪 三　针	双叶叶子板 10—170°	—	—
Mitchell-35	美国 米却尔公司	10×22	到 225	300	抓片爪 四　针	叶子板， 9—170°	550×300×500	25

70 毫米间歇式高速摄影机

典　号	厂　家	画　幅 (毫米²)	摄影频率 (幅/秒)	片盒 容量 (米)	间歇机构 定片机构	快门形式 开　口　角	大小(毫米³) 长×高×宽	重量 (公斤)
70mm-1A	美国，福托- 苏尼克斯公司	5.5×57	到 400	25	抓片爪 四　针	圆　筒 0—60°	283×305×229	13.6
70mm-58	美国，福托- 苏尼克斯公司	29×57	到 80	120 300	六　爪 二　针	叶子板， 0—135°	603×283×350	43
70mm-10A	美国，福托- 苏尼克斯公司	57×57	到 80	120 300	抓片爪 定片针	叶子板， 0—120°	638×329×149	61.2
记录相机	美国 米却尔公司	57×57	到 90	300	六　爪 二　针	叶子板， 0—110°	350×330×620	65
70	美国，本森- 莱茵尔公司	57×57	到 80	300	抓片爪 定片针	叶子板， 0—110°	—	—
70-KSK	苏联	23×50	到 80	300	四　爪 二　针	叶子板， 0—160°	770×480×543	45

第三节　补偿式高速摄影

使用光学的方法，使光学象和运动着的底片尽可能相对静止，这是补偿式高速摄影的主

要特征。这种摄影的主要特点是频率范围宽广（10^2—10^4幅/秒），象质能满足要求（15—60线/毫米），结构简单轻巧、使用广泛。补偿式高速摄影机的产量约占高速摄影机总产量的80%。从补偿原理来分，有棱镜补偿、反射镜补偿、透镜补偿和同步补偿（即目标象的速度和底片速度一样）等四种；从所用胶片来分，有8毫米、16毫米、35毫米和70毫米四种；从成象光路来分，有一次成象和二次成象两种；从驱动来分，有单电机驱动、双电机驱动和三电机驱动三种。

一、棱镜补偿式高速摄影 [11—16]

（一）补偿原理

（1）象点的位移方程（象移方程），参看图18-1。

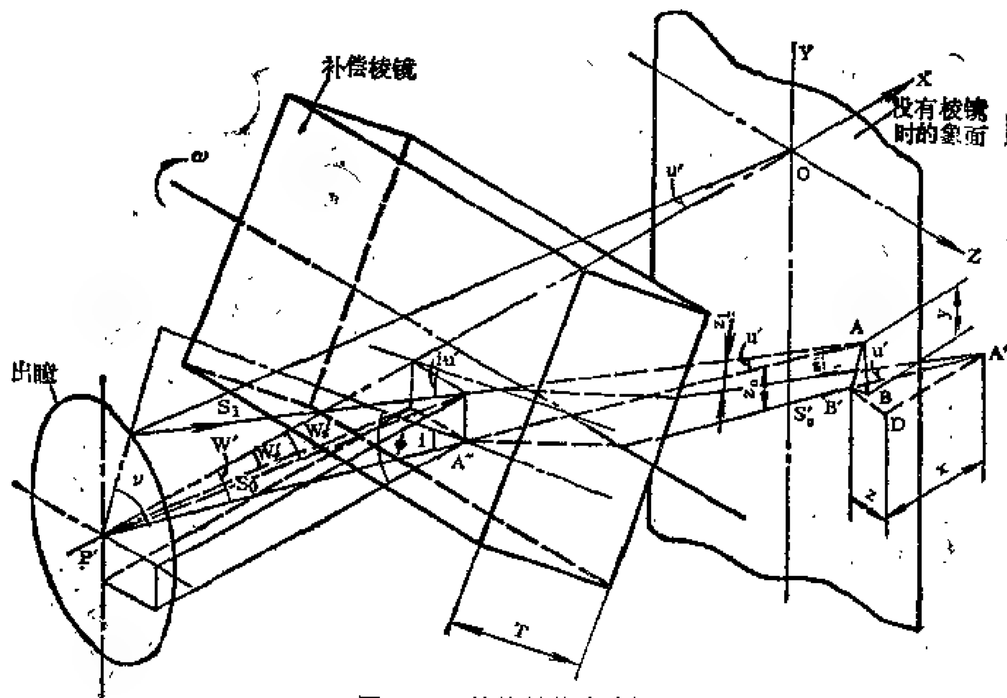


图18-1　棱镜补偿光路图

点A是主视场中任意一象点，y，z分别为点A的X，Y方向的位移

$$
\left\{
\begin{aligned}
y &= T\frac{\sin(W_i'-\phi)}{\cos W_i'}\left\{1-\frac{\cos(W_i'-\phi)}{\left[\frac{\cos^2 W_i'}{\cos^2 W'}(n^2-1)+\cos^2(W_i'-\phi)\right]^{\frac{1}{2}}}\right\} \\
z &= T\cos\phi\,\mathrm{tg}\,W_i\left\{1-\frac{\cos(W_i'-\phi)}{\left[\frac{\cos^2 W_i'}{\cos^2 W'}(n^2-1)+\cos^2(W_i'-\phi)\right]^{\frac{1}{2}}}\right\}
\end{aligned}
\right.
\tag{18-17}
$$

式中　T——补偿棱镜厚度；

W'——象点A的象方半视场角；

W_i'——W在XOY平面上的投影角；

W_i——W'在XOZ平面上的投影角；

ϕ——棱镜的转角，即棱镜法线和X轴的夹角；

n——棱镜材料的折射率。

（2）象点速度方程v_y，v_z

$$\left\{\begin{aligned} v_y &= \frac{T\Omega}{\cos W_t'}\left\{\cos(W_t'-\phi) - \frac{\cos 2(W_t'-\phi)}{\left[\frac{\cos^2 W_t'}{\cos^2 W'}(n^2-1)+\cos^2(W_t'-\phi)\right]^{\frac{1}{2}}} - \right. \\ &\left. - \frac{\sin^2 2(W_t'-\phi)}{4\left[\frac{\cos^2 W_t'}{\cos^2 W'}(n^2-1)+\cos(W_t'-\phi)\right]^{\frac{3}{2}}}\right\} \\ v_z &= T\Omega \operatorname{tg} W_t'\left\{\frac{\sin(W_t'-2\phi)}{\left[\frac{\cos^2 W_t'}{\cos^2 W'}(n^2-1)+\cos^2(W_t'-\phi)\right]^{\frac{1}{2}}} - \right. \\ &\left. - \frac{\cos\phi\cos(W_t'-\phi)\sin 2(W_t'-\phi)}{2\left[\frac{\cos^2 W_t'}{\cos^2 W'}(n^2-1)+\cos^2(W_t'-\phi)\right]^{\frac{3}{2}}} - \sin\phi\right\} \end{aligned}\right. \tag{18-18}$$

式中 $\Omega = \frac{2\pi v}{k}$为补偿棱镜角速度。

从上式可知，在曝光时间里 v_y 不为常数， 而底片速度 $v_B = Hf$ 是常数（H 为画幅间隔），所以补偿棱镜不可能完全补偿底片的运动，在 Y 方向（即输片方向）必然产生残余象移；在 Z 方向上（底片宽度方向上），底片速度为零，而 v_z 只有 Y 轴上的象点才为零，其余象点均不为零，所以在 Z 方向上仍要产生不能补偿的象移。

(3) 残余象移方程 δ_y，δ_z

定义 $\delta_y = \Delta s_y - \Delta y$，$\delta_z = \Delta s_z - \Delta z$，$\Delta s_y$，$\Delta s_z$ 分别是底片在曝光时间里（从ϕ_1 到ϕ）在Y和 Z 方向上的位移增量，Δy，Δz 分别为在曝光时间里 Y，Z 方向上的象移增量。可知，$\Delta s_z = 0$。

$$\delta_y = \frac{KH}{2\pi}(\phi-\phi_1) - \frac{T}{\cos W_t'}\left\{\left[\sin(W_t'-\phi) - \frac{\sin 2(W_t'-\phi)}{2\left[\frac{\cos^2 W_t'}{\cos^2 W'}(n^2-1)+\cos^2(W_t'-\phi)\right]^{\frac{1}{2}}}\right] - \right.$$
$$\left. - \left[\sin(W_t'-\phi_1) - \frac{\sin^2(W_t'-\phi_1)}{2\left[\frac{\cos^2 W_t'}{\cos^2 W'}(n^2-1)+\cos^2(W_t'-\phi_1)\right]^{\frac{1}{2}}}\right]\right\}$$

$$\delta_z = T\operatorname{tg} W_t'\left\{\cos\phi_1\left[1 - \frac{\cos(W_t'-\phi_1)}{\left[\frac{\cos^2 W_t'}{\cos^2 W'}(n^2-1)+\cos^2(W_t'-\phi_1)\right]^{\frac{1}{2}}}\right] - \right.$$
$$\left. - \cos\phi\left[1 - \frac{\cos(W_t'-\phi)}{\left[\frac{\cos^2 W_t'}{\cos^2 W'}(n^2-1)+\cos^2(W_t'-\phi)\right]^{\frac{1}{2}}}\right]\right\}$$

$$\delta = (\delta_y^2+\delta_z^2)^{\frac{1}{2}} \tag{18-19}$$

图 18-2 为 $\delta_y-\phi$ 曲线，图中，1为 X 轴上点的，2为 Y 轴上点的，3为 Z 轴上象点的，4为一般象点的 δ_y 曲线。图 18-3 为 $\delta_z-\phi$ 曲线，图中，1为 Z 轴上象点的，2为一般象点的 δ_z 曲线。

(4) 象点的 x 方程

参看图 18-1，主光线 S_0 和边光 S_1 经棱镜折射后相交于 A' 点，A' 点到 XOY 面的距离 $A'D$ 即为 x 值，可以求得 x 的方程

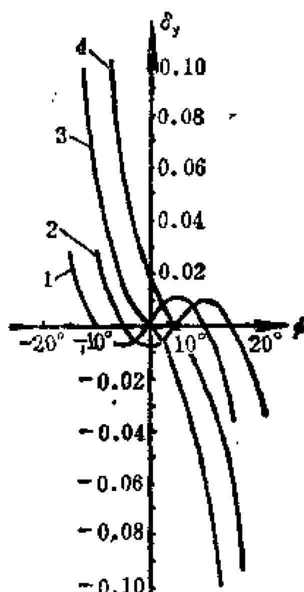


图 18-2　δ_y-ϕ 关系曲线

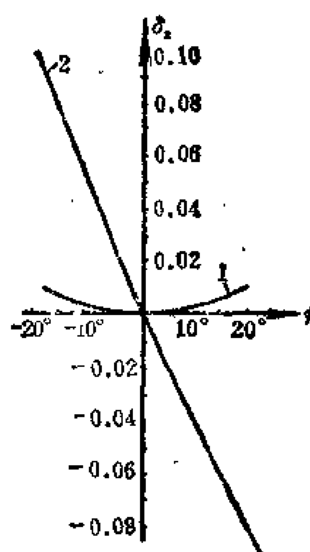


图 18-3　δ_z-ϕ 关系曲线

$$x = T\cos W'\left\{(\operatorname{ctg} u' + \operatorname{ctg}\bar{v})\left[\sin i - \frac{\sin 2i}{2(n^2-\sin^2 i)^{\frac{1}{2}}}\right] - \right.$$

$$\left. - \operatorname{cosec} u'\left[\sin(i-u') - \frac{\sin 2(i-u')}{2[n^2-\sin^2(i-u')]^{\frac{1}{2}}}\right]\right\}$$

把上式展成级数，略去三次项，得 x 方程的级数形式：

$$x = T\frac{n-1}{n}\left(1-\frac{1}{2}W'^2\right) + T\frac{n^2-1}{2n^3}u'^2 + T\frac{3(n^2-1)}{2n^3}u'i +$$

$$+ T\left[\frac{3(n^2-1)}{2n^3} - \frac{n-1}{2n}\right]i^2 + T\left[\frac{n-1}{n}\left(1-\frac{1}{2}W'^2\right)i + \right.$$

$$\left. + \left(\frac{n^2-1}{2n^3} - \frac{n-1}{6n}\right)i^3\right] + \cdots\cdots \tag{18-20}$$

式中，i 为主光线 S_0 的入射角，u'为边光孔径 角，$\bar{v}$ 为 AB' 与主光线 S_0 的夹角。从上式可得旋转棱镜各种有关象差的表达式（参阅第五章第七节）。

①固有离焦$\Delta s'$

$$\Delta s' = T\frac{n-1}{n}\left(1-\frac{1}{2}W'^2\right) \tag{18-21}$$

②固有球差 $L'-l'$

$$L'-l' = T\frac{n^2-1}{2n^3}u'^2 \tag{18-22}$$

③子午彗差 K'_t

$$K'_t = T\frac{3(n^2-1)}{2n^3}u'^2 i \tag{18-23}$$

弧矢彗差 K'_s

$$K'_s = T\frac{n^2-1}{2n^3}u'^2 i \tag{18-24}$$

④子午象散l'_t

$$l'_t = T\left[\frac{3(n^2-1)}{2n^3} - \frac{n-1}{2n}\right]i^2 \tag{18-25}$$

弧矢象散 l'_s

$$l'_s = T\left[\frac{n^2-1}{2n^3} - \frac{n-1}{2n}\right]i^2 \tag{18-26}$$

象散差 $l'_t - l'_s$

$$l'_t - l'_s = T\frac{n^2-1}{n^3}i \tag{18-27}$$

⑤Y 轴方向和 Z 轴方向的非线性畸变分量 $\delta l'_y$，$\delta l'_z$

$$\delta l'_y = \frac{KH}{2\pi}\phi - T\frac{\sin(W'_t-\phi)}{\cos W'_t}\left[1 - \frac{\cos(W'_t-\phi)}{\left[\frac{\cos^2 W'_t}{\cos^2 W'}(n^2-1)+\cos^2(W'_t-\phi)\right]^{\frac{1}{2}}}\right]$$

$$\delta l'_z = -T\cos\phi \operatorname{tg} W'_t\left[1 - \frac{\cos(W'_t-\phi)}{\left[\frac{\cos^2 W'_t}{\cos^2 W'}(n^2-1)+\cos^2(W'_t-\phi)\right]^{\frac{1}{2}}}\right] \tag{18-28}$$

⑥位置色差 $l'_F - l'_C$

$$l'_F - l'_C = T\frac{n-1}{n^2\nu_d},\ (\nu_d \text{为阿贝数}) \tag{18-29}$$

倍率色差 $H'_F - H'_C$

$$H'_F - H'_C = T\frac{n-1}{n\nu_d} \tag{18-30}$$

（二）棱镜补偿器主要参数的选取

（1）棱镜工作面数 K

分析表面，增加棱镜工作面数对改善象差、减小快门速度、减少棱镜速度及其应力都有利，只是光能损失大一些；通盘考虑，K 值大一些较为有利。

（2）棱镜厚度 T

当 K 值定了之后，可用 T 值的变化来控制残余象移的大小和符号。为了控制轴外象点的最大残余象移，应以轴上象点的最大残余象移为正值，且等于象移的允许值 ΔY_p 为出发点来计算 T 值，为此，利用

①象点速度和底片速度相等时的棱镜转角为该象点的全补偿角。轴上点有两个全补偿角 ϕ_{e_1}、ϕ_{e_2}，建立方程。

②全补偿角处的残余象移取最大值

两个条件，即可建立方程组，解出 T 值来。

$$\begin{cases} \dfrac{KH}{2\pi} - T\left[\cos\phi_e - \dfrac{\cos 2\phi_e}{(m^2-\sin^2\phi_e)^{\frac{1}{2}}} - \dfrac{\sin^2 2\phi_e}{4(n^2-\sin^2\phi_e)^{\frac{3}{2}}}\right] = 0 \\ \dfrac{KH}{2\pi}\phi_e - T\left[\sin\phi_e - \dfrac{\sin 2\phi_e}{2(n^2-\sin^2\phi_e)^{\frac{1}{2}}}\right] = \dfrac{1}{2}\Delta Y_p \end{cases} \tag{18-31}$$

③局部曝光角 ϕ_p 和全曝光角 ϕ_t

一个象点的全部曝光时间，称为局部曝光时间，棱镜在局部曝光时间里所转的角度为局部曝光角 ϕ_p；整个画幅的全部曝光时间称为全曝光时间，棱镜在这个时间里所转过的总角度称为全曝光角 ϕ_t，ϕ_t 等于最后曝光象点的终了曝光角减去画幅最先曝光象点的开始曝光角。

若从轴上点残余象移不超差来确定 ϕ_p，即

$$\frac{KH}{4\pi}\phi_p - T\left[\sin\frac{1}{2}\phi_p - \frac{\sin\phi_p}{2(n^2-\sin^2\frac{1}{2}\phi_p)^{\frac{1}{2}}}\right] = \frac{1}{2}\Delta Y_p \tag{18-32}$$

按这种方法解出的 ϕ_p 要代入轴外点允许的象移来核算，还要代入有关的象差公式中去核算，如果超差的话，要对 ϕ_p 重新计算。

④快门相对于底片的运动方向，可遵循下面的原则：

当 $W'_{i\max} > \frac{1}{4}(\phi_{t_s} - \phi_{t_0})$ 时，同向有利；

当 $W'_{i\max} < \frac{1}{4}(\phi_{t_s} - \phi_{t_0})$ 时，反向有利；

当 $W'_{i\max} = \frac{1}{4}(\phi_{t_s} - \phi_{t_0})$ 时，同向与反向等效。式中，$W'_{i\max}$ 为主物镜象方视场角在 XOY 平面的投影角，ϕ_{t_s}，ϕ_{t_0} 分别为同向和反向时的全曝光角。

（三）LBS-2000型棱镜补偿式高速摄影机[14]



图 18-4　LBS-2000 型摄影机外形图

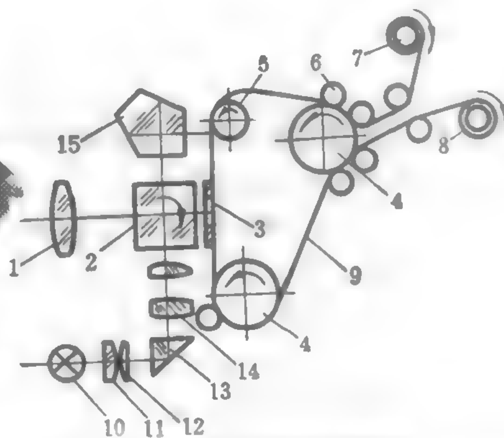


图 18-5　LBS-2000 型摄影机光学系统图

图 18-4 为其外形图，图 18-5 为其系统图。图中，1 为主物镜，2 为补偿棱镜，3 为画幅窗，4 为输片齿轮，5 为导片轮，6 为弹性导片轮，7 为供片系统，8为收片系统，9 为底片，10 为光源，11 为聚光镜，12 为十字分划板，13 为直角棱镜，14 为投影镜，15 为五棱镜。其主要技术指标如下：

（1）有五种主物镜，可换，焦距分别为40，75，100，300，1000毫米。

(2) 摄影频率

200—2000 幅/秒（画幅尺寸 18×23 平方毫米）

400—4000 幅/秒（画幅尺寸 9×23 平方毫米）

800—8000 幅/秒（画幅尺寸 4.5×23 平方毫米）

(3) 动态分辨率

画幅中心：35线/毫米

画幅边缘：20线/毫米

(4) 片容量150米。

(5) 画幅有十字丝、内定标记。

(6) 取景检焦镜有5倍、25倍两种。

(7) 跟踪望远镜放大率7倍。

(8) 画幅边缘记录四种信号标记。内时标信号有3000，1000，500，100赫四种；外时标信号，外界输入低于1000赫、幅值5—30伏的正脉冲；画幅数信号，每80个标准画幅记录一次；其他信号，可记录外界输入低于1000赫、幅值为5—30伏的交流信号或直流阶跃信号。

(9) 其他信号输入时，控制系统可产生一个幅值在80伏以上的回答信号，供外接示波器记录之用。

(10) 在最高拍摄频率时，起动时间不大于3秒。

(11) 可远距离控制，其控制用线每根电阻不得大于30欧。

(12) 有堆、断片保护装置。

(13) 有自动加温装置。

(14) 附有线对讲装置，对讲距离约2公里，对讲器引线总电阻不大于300欧，分布电容不大于0.1微法。

(15) 电源为三相四线制，相压220伏±20伏，50赫。

(四) 国内外主要棱镜补偿摄影机性能一览表

表 18-11　国内外主要棱镜补偿相机性能一览表

商　标	型　号	规　格(毫米)	最高拍频(幅/秒)	棱镜面数	画幅尺寸(毫米²)	片容量(米)	驱　动(电压，电流)	重　量(公斤)(相机/控制仪)	备　注
中国科学院西安光机所	LBS-16	16	8000	8	7.5×10.4	120	AC220V ±20V I>25A	20.5	R=40—45线/毫米 同轴系统
中国科学院西安光机所	LBS-2000	35	2000 4000 8000	4 8 16	18×22 9×22 4.5×22	150	AC380V ±10% 50赫		R=30线/毫米
中国科学院西安光机所	70mm	70	2000 1000	8 4	9.5×55 19×55	300 300	AC220V ±10% 50赫		R=35—40线/毫米
Fastax(美国)	WF-1	16	16000	8	2.5×10	30	都有2个马达	10/24	
Fastax(美国)	WF-3	16	8000	4	6×10	30	DC110—120V	10/24	

续表

商标	型号	规格(毫米)	最高拍频(幅/秒)	棱镜面数	画幅尺寸(毫米²)	片容量(米)	驱动(电压,电流)	重量(公斤)(相机/控制仪)	备注
Fastax(美国)	WF-14	16	9000	4	6×10	120	AC220V I=30A	16—24 24	随意起停 示波摄影
Fastax(美国)	WF-15	16	18000	8	2.5×10	120		16—24 24	随意起停 示波摄影
Fastax(美国)	WF-30	35	3000	4	6×10	360		32/5	随意起停
Fastax(美国)	WF-5	35	6000	8	9×24	30		12/24	随意起停
Fastax(美国)	WF-8A	35	2000	4	18×24	120		4	随意起停 示波摄影
magnifax(美国)	333	16	3200	4	6×10	30	马达DC 110—120V, AC 127—220V	13	半画幅
Fairchild(美国)	HS 101	16	8000	4	6×10	30	直流马达(经整流)DC115V I=30A	5.5/9	机载星载
Fairchild(美国)	HS 401	16	8000	4	6×10	30		5.5/9	
Fairchild(美国)	HS 108	16	16000	8	2.5×10	30		11.9	
Fairchild(美国)	HS 408	16	16000	8	2.5×10	30		11.9	
Fairchild(美国)	HS 116	16	32000	16	1.5×10	120		11.9	

续表

商　标	型　号	规　格（毫米）	最高拍频（幅/秒）	棱镜面数	画幅尺寸（毫米²）	片容量（米）	驱　动（电压，电流）	重　量（公斤）（相机/控制仪）	备　注
Fairchild（美国）	HS 416	16	32000	16	1.5×10	120		11.9	
Photo-sonics（美国）	1B	16	1000	4	7.4×10.4	30，60，120，360	10—15V DC	7.2	快门开口角7—90°
Photo-sonics（美国）	1BAC	16	1000	4	7.4×10.4	30，60，120，360	115 V AC	7.2	快门开口角7—90°
Photo-sonics（美国）	1F，1FA	16	1000	4	7.4×10.4	30	6—48V DC	3.6	可超载100g，防水
Photo-sonics（美国）	1E	16	600	4	7.4×10.4	75	115V DC	1.2	可超载100g、防水
Photo-sonics（美国）	1D	16	3000	4	7.4×10.4	120 360	10—50V DC	20	反射镜取景器
Photo-sonics（美国）	1C	16	4000	4	7.4×10.4	120	10—50V DC	16	在任何位置操作
Photo-sonics（美国）	4B	35	3250 6500	4 8	17×24 8×24	150 300	AC 10—240V	39	
Photo-sonics（美国）	4C	35	3250 6500	4 8	17×24 8×24	150 300	AC 10—240V	39	
Photo-sonics（美国）	10B	70	360 720	4 8	57×57 28×57	120 300	208V AC	60	用于大靶场
NOVA（美国）	16-3	16	10000 20000 40000	4 8 16	6×10 2.5×10 1.5×10	30 120 或360	AC，DC，115V 30A 28V，DC 3A 有降压变压器	6/9（30米）8/6（120米）32/11（360米）	示波摄影，互换，随意起停，加速，R＝50线/毫米

续表

商标	型号	规格（毫米）	最高拍摄（幅/秒）	棱镜面数	画幅尺寸（毫米）	片容量（米）	驱动（电压电流）	重量（公斤）（相机/控制仪）	备注
Hycam（美国）	K2001R	16	9000	8	7.4×10.4	30	AC115V I＝15A	5.6	线路独特，无齿轮传动，镜头可换，示波摄影，快门系数可变，起停方便，R＝68线/毫米，可作记时使用
Hycam（美国）	K2001AR	16	18000	16	3.7×10.4	30	AC115V I＝15V	5.6	
Hycam（美国）	K2001BR	16	36000	32	1.8×10.4	30	AC115V I＝15A	5.6	
Hycam（美国）	K20S4E	16	11000	8	7.4×10.4	120	AC240V I＝30A	12	
Hycam（美国）	K20S4AE	16	22000	16	3.7×10.4	120	AC240V I＝30A	12	
Hycam（美国）	K20S4BE	16	44000	32	1.8×10.4	120	AC240V I＝30A	12	
Hycam（美国）	K2S20E	16	5000	8	7.4×10.4	600	AC240V I＝25A	33	
Hycam（美国）	K2S20AE	16	10000	16	3.7×10.4	600	AC240V I＝25A	33	
Hycam（美国）	K2S20BE	16	20000	32	1.8×10.4	600	AC240V I＝25A	33	
Stalex（瑞典）	M5-16A	16	3000	2	7.4×10.4	30	单马达 DC10—60V，（经整流），AC 100—220V	3	同轴系统 机载 星载
Stalex（瑞典）	HS-70A	70	1000	2	10×55	30	双马达 AC220V I＝35A	28	用于靶场

续表

商标	型号	规格（毫米）	最高拍摄（幅/秒）	棱镜面数	画幅尺寸（毫米）	片容量（米）	驱动（电压、电流）	重量（公斤）	备注
Pentzat（东德）	ZL-16	16	3000	12	7.4×10.4	30	DC127/220V AC220/380V	103（全部）	[illegible]
SKS（苏联）	1M	16	4000 8000	4 8	7.4×10.4 3.7×10.4 3.7×5.1	30	双马达 DC110—120V AC127V	16	可计时；R = 25线/毫米
SKS（苏联）	1MM	16	6000 7400 7500	4	7.1×10.4	30 60 120	双马达 AC280V	16	示波摄影
Himac（日本）	16M	16	2000	4	7.4×10.4	30	马达，DC 24V（经整流）AC 115/250 V	5	起停方便，R 55线/毫米（<1000幅/秒）
Himac（日本）	16HM 16 HB	16	10000	4	7.4×10.4	30	AC 120/250V I = 30A	15/27	120V 时，7000幅/秒，R = 45线/毫米，起停方便，示波摄影
Himac（日本）	16 HD	16 16 16	8000 16000 32000	4 8 16	7.4×10.4 3.7×10.4 1.8×10.4	30 120	AC120—220V	10/25 17/25	示波、计时摄影，随动起停 R = 60线/毫米
Eclair（法国）	UR-3000	35	3000 6000 9000	6 12 18	18×24 9×24 4.5×24	300			

注：AC——交流电，DC——直流电，
V——伏特，A——安培。

二、反射镜补偿式高速摄影[53]

（一）有中间象的反射镜补偿摄影

参看图 18-6。目标象成在多面体反射镜 M 附近，经投影镜 O_2、O_3 和静止反射镜 SM 成象在旋转鼓轮外表面的底片上，D 和 D' 光学共轭。当多面体反射镜旋转时，D 的象沿 D' 扫描，起到光学快门的作用，同时目标象在底片上运动。摄影机设计工作者的任务是使目标象在底片上的速度和底片的运动速度相等。

（二）前置反射镜鼓的补偿摄影

（1）外镜鼓补偿摄影

参看图 18-7。物体 A 经外镜鼓和物镜 ob 成象在底片上，底片连续运动，当外镜鼓转动时，目标象所产生的运动应补偿底片的运动，即

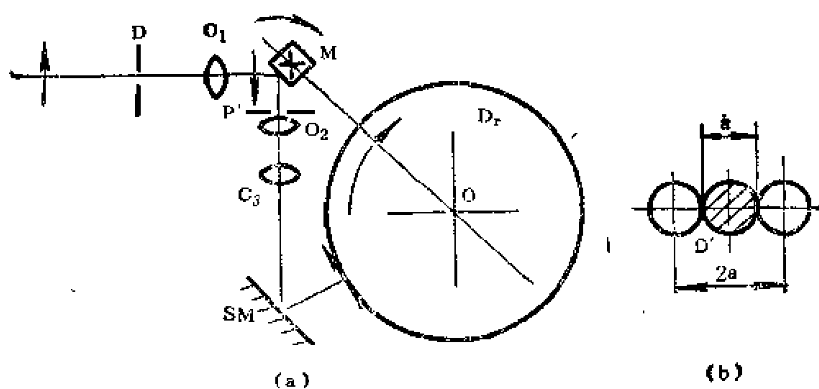


图 18-6　有中间象的反射镜补偿原理图

$$V_f = V_{im} = \Omega\beta[2l\sin 2\phi + 2R\sin\phi] \tag{18-33}$$

式中，V_f是底片运动迅度，V_{im}是目标象的运动速度，Ω是外镜鼓的转动角速度，β是物镜ob的放大率。

（2）内镜鼓补偿摄影

原理同外镜鼓，参看图 18-8。目标经内镜鼓MD和物镜o成象在曝光窗CF处，底片连续运动。

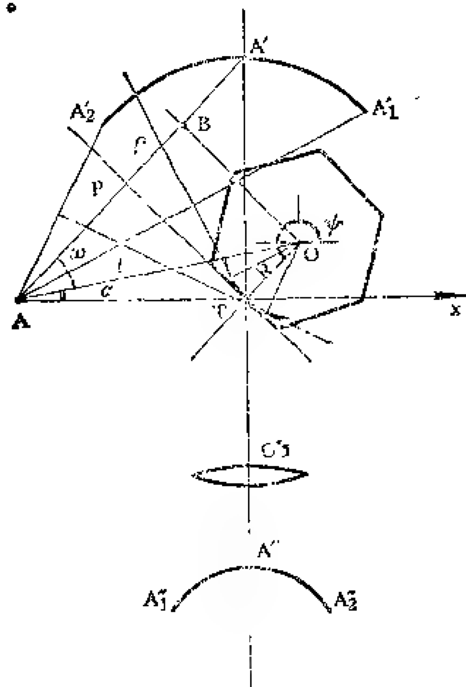


图 18-7　外镜鼓补偿原理图

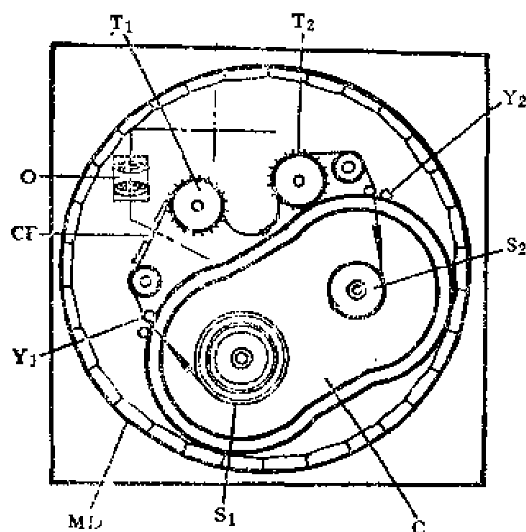


图 18-8　内镜鼓补偿原理图

（三）后置多面体反射镜补偿摄影

（1）史柯风补偿摄影

参看图 18-9。物光经物镜o、多面体反射镜M后，再又经过物镜o成象在底片F上，底片是贴附在片鼓D上的，片鼓半径是多面体反射镜内切圆半径的 2 倍，物镜的后主面应

设计成在反射镜面上。

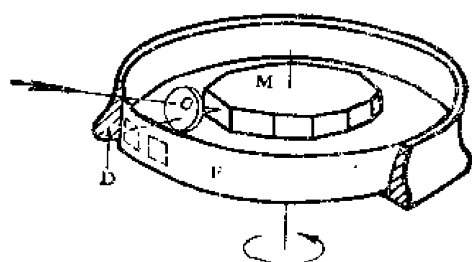


图 18-9　史柯风补偿原理图

（2）多面锥反射镜补偿摄影

参看图 18-10。物光经物镜 o 和多面锥反射镜 M，成象在鼓轮 D 内表面的底片上。D 和 M 都转动，但目标象的速度应等于底片的速度。

图 18-10　多面锥反射镜补偿原理图

（四）多屋脊反射镜补偿摄影

参看图 18-11。物光经物镜 1 和多屋脊反射镜鼓 2、物镜 5、6 和反射镜 4、7、8、9，成象在多屋脊反射镜鼓内表面的底片上，根据屋脊反射镜的性质，当它移动 x 时，象移动 $2x$，物镜 5、6 的组合放大率为 $\frac{1}{2}$，则底片面上的物象的移动为 x，正好补偿镜鼓内表面上底片的运动。

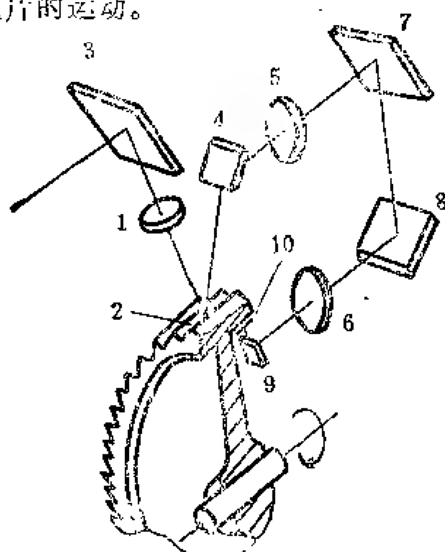


图 18-11　多屋脊反射镜补偿原理图

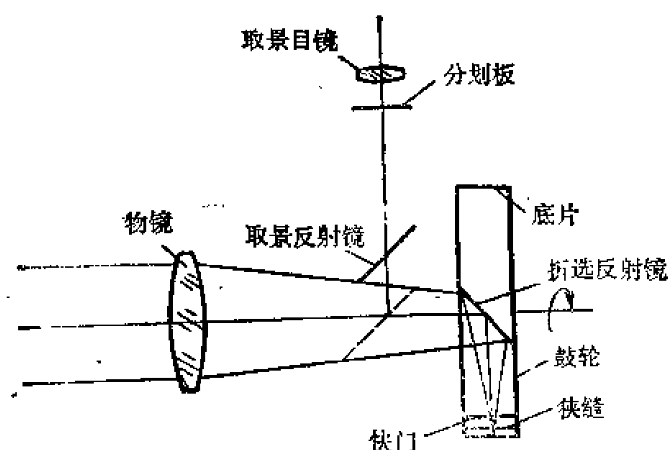


图 18-12　弹道同步摄影原理图

（五）弹道同步摄影

弹道同步摄影不仅可用于弹道摄影，亦可用于爆炸、燃烧等高速变化现象。参看图 18-12。某些高速运动的物体，其速度 V_{ob} 是可以预知的，通过调整摄影系统的放大率 β 和底片运动的速度 V_f，使之物象和底片相对静止，即速度相等，就可实现弹道同步摄影。

$$v_f = v_{ob}\beta$$

$$\beta = -\frac{f'}{f' + s} \tag{18-34}$$

式中，f' 是系统的焦距，s 是物体到摄影系统的距离。

另一种弹道同步摄影参看图 13-13。底片静止，物象本身在底片上的速度和在底片上的扫描速度大小相等、方向相反。转镜是用脉冲触发电磁力驱动。

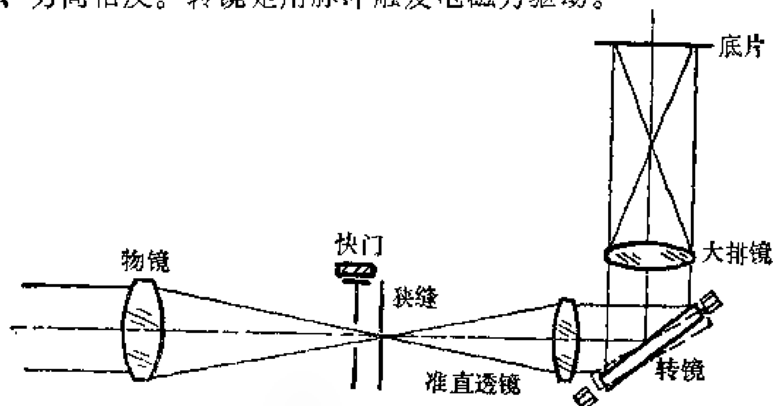


图 18-13　底片静止式弹道同步摄影原理图

（六）国内外反射镜补偿摄影机（包括弹道同步摄影机）性能一览表

表 18-12　国内外主要反射镜补偿高速摄影机性能一览表

型号・国家	补偿类型	摄影频率（幅/秒）	相对孔径	画幅尺寸（毫米）	画幅数或片容量	备　注
XF-70 中国・西安光机所	弹道同步型	0.6—75米/秒	1：4.5 1：3.2	50×530	0.54米	内鼓敷片，70毫米底片
XG-1 中国・浙江大学	弹道同步型	10—50米/秒	1:2	24×530	0.56米	外鼓敷片，35毫米底片
GYS-1 中国・西安工业学院	弹道同步型	2—75米/秒	1:3.5	—	0.5 米	内鼓敷片，35毫米底片
苏联科学院・化学物理研究所	有中间象型	到 2500	1:20	55×70	到1.25米	鼓轮扫描，190毫米底片
FK-1M 苏　　联	有中间象型	1000—20000	1:5	7.5×10.5	200 幅	鼓轮扫描，35毫米底片
Dynafax 美国・B&W公司	有中间象型	到 25000	1:8	7.5×10.5	224 幅	鼓轮扫描，35毫米底片
ZL-1 东德・蔡司公司	内　镜　鼓	15—1500 3000	1:5	18×24 9×24	60 米	输片式，35毫米底片
IKON 东德・蔡司公司	外　镜　鼓	100—3000	1:5	7.5×10.5	30 米	输片，16毫米底片
M-2 日本・东京大学	多面锥反射镜	到 70000	—	7.6×10	180 幅	鼓轮扫描，16毫米底片
M-3 日本・东京大学	多面体反射镜	到75000 到150000	— —	7.6×10 3.8×10	360 幅	鼓轮扫描，16毫米底片

三、透镜补偿式高速摄影

透镜鼓补偿摄影

参看图18-14，1为成象物镜，2为透镜鼓，3为底片鼓，2、3同向转动即可实现补偿摄影。苏联科学院化学物理研究所研制的Voinov摄影机，捷克研制的VFK-UVOJM摄影机，均属此类。

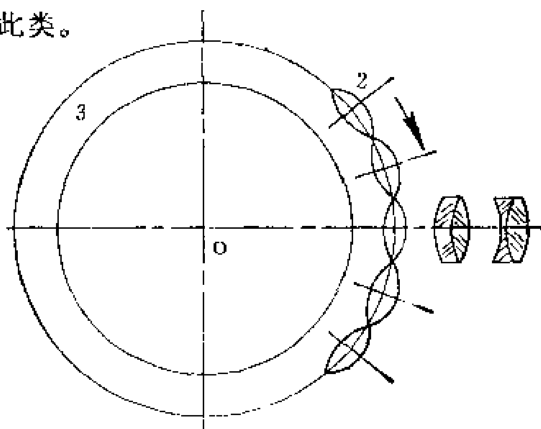


图18-14　透镜鼓补偿原理图

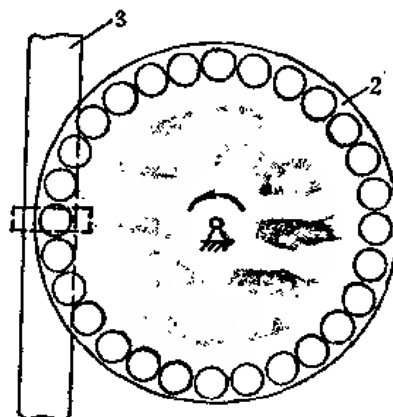


图18-15　透镜盘补偿原理图

透镜盘补偿摄影

参看图18-15，2为透镜盘，3为底片，当两者沿图示方向运动，且满足下面的方程式，即可实现补偿式摄影。

$$v_F=\frac{f_2'-s'}{f'}\cdot v_L \tag{18-35}$$

式中，v_F是底片运动速度，v_L是透镜2运动的速度，f_2'是透镜2的焦点，s'是底面片到透镜2的距离。

第四节　转镜式高速摄影[17-25]

转镜式高速摄影有着频率高（10^5—10^7幅/秒）、成象质量高（20—30线/毫米）、光频范围广、使用方便等特点，所以在高速摄影中占有重要地位。转镜摄影机有不同的分类方法。从所记录的图象分，有分幅摄影机（两维记录）、扫描摄影机（一维记录）；从工作方式分，有同步型、等待型，此外，还有转镜全息摄影机、转镜网格摄影机、转镜脉冲式摄影机、转镜式焦平面快门摄影机、转镜式扫描光谱仪等等混合型摄影机。

一、转镜原理[5]

米勒原理

米勒原理是转镜分幅摄影机的理论基础，参看图18-16，其要点是

（1）中间象i_1成在转镜镜面附近。

（1）孔径光栏成象在排镜L上（即出瞳光栏处），当转镜旋转时，起到分幅和快门两种作

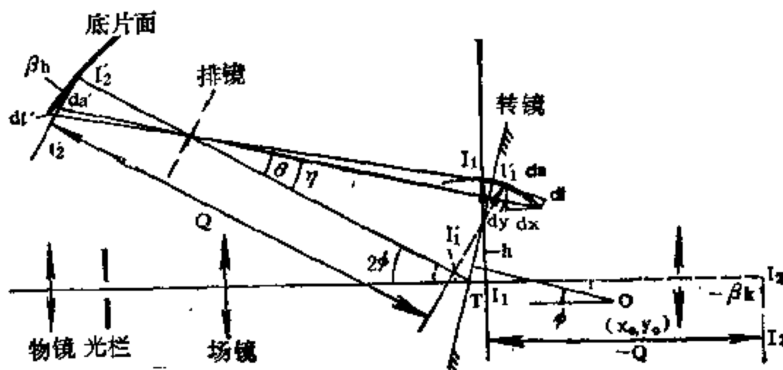


图18-16　米勒原理图

用。

沙尔丁极限[18]

沙尔丁是高速摄影的先驱者之一，曾对转镜分幅摄影机的信息量进行过仔细研究，推导了著名的沙尔丁公式，即

$$\mathscr{F} = BN\nu = \frac{4v_p}{\lambda} \tag{18-36}$$

式中，v_p 表示转镜边缘的线速度极限，λ 表示平均波长（或主波长）。沙尔丁公式的物理意义是：转镜摄影机的总信息量仅仅取决于转镜边缘的线速度和波长，由此确定的极限称为沙尔丁极限。

对上式稍作变换，令 $BN=1$，即可得转镜扫描摄影机的沙尔丁公式表达式，即

$$\delta t = \frac{1}{\nu} = \frac{\lambda}{4v_p} \tag{18-37}$$

上式的物理意义是，转镜扫描摄影机的时间分辨率 δt 仅仅取决于转镜边缘的线速度和波长。

光学加速

光线在转镜上多次反射，可使反射光线的扫描速度成倍加大，这时沙尔丁公式要作相应修改，即

$$BN\nu = k\frac{4v_p}{\lambda} \tag{18-38}$$

k 为反射次数，出射光线的角速度 Ω 为

$$\Omega = 2k\omega \tag{18-39}$$

ω 为转镜的角速度。图 18-17 中左图为 10 倍加速，右图为 2 倍加速。

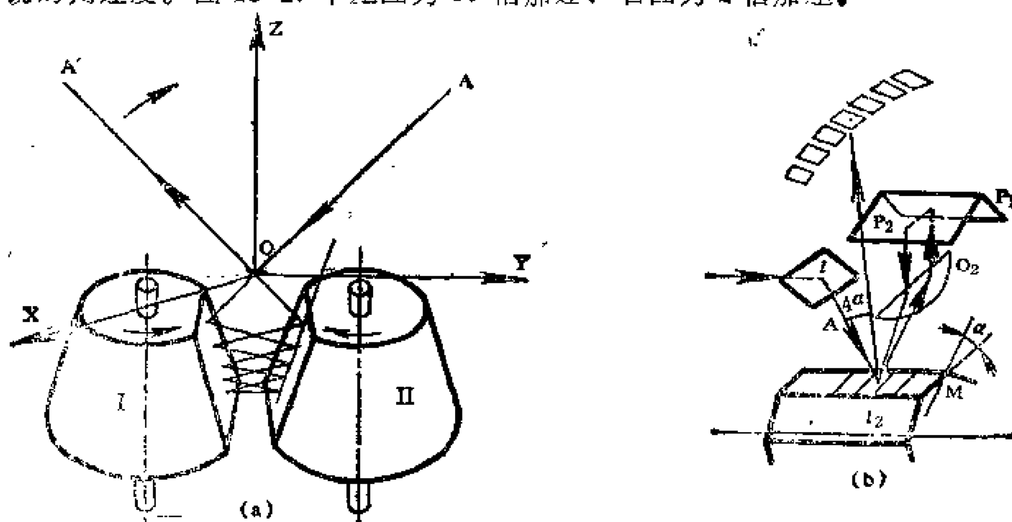


图 18-17　光学加速器

(a) 10 倍光学加速器　　　　(b) 2 倍光学加速器

转镜边缘线速度极限公式

$$v_{p\max} = \sqrt{\frac{2\sigma}{\rho}} \tag{18-40}$$

式中，σ 为转镜材料的极限强度，ρ 为密度，σ/ρ 为比强度。这个公式仅对矩形截面的转镜

适用。不同的截面形状，其相对破坏速度是不同的。参考图 18-18。

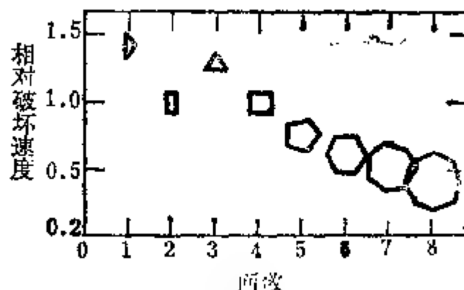


图 18-18 不同截面形状，相对破坏速度不同

转镜横向变形公式

转镜旋转时，平的镜面会产生抛物柱面或者其他高次曲线柱面的变形。对于矩形截面来说，镜面的横向变形 Δa 可用抛物柱面近似，即

$$\Delta a = 2an\frac{\mu\rho}{E}(y^2 - b^2)n^2 \qquad (18\text{-}41)$$

式中，μ 是泊松比，ρ 是密度，E 是杨氏模量，n 是转镜的速度，b 为时间方向的半宽度，对转镜横向变形的深入研究，可以得出下面的结论：

①泊松比 μ 对转镜镜面的变形起主要作用。矩形截面要小 μ 值（例如铍转镜），要是用钢转镜，采用六角形截面亦可。

②矩形截面的变形可用透镜补偿，三角形截面的变形，透镜不能补偿。

③对钢转镜来说，八面体的表面变形是凸的，对铍转镜来说，五、六、八面体的变形是凸的

④对同步扫描摄影机，应尽可能采用薄的矩形截面的铍转镜。

横向变形对扫描摄影机时间分辨率的影响如下式所示：

$$\delta t = \frac{s'}{2\omega R} + \frac{\sqrt{2}\,ab\mu\rho\omega}{E} \qquad (18\text{-}42)$$

这时最佳转速 n_0[19]

$$n_0 = \frac{1}{2\pi}\left[\frac{s'E}{2\sqrt{2}\,Rab\mu\rho\omega}\right]^{\frac{1}{2}} \qquad (18\text{-}43)$$

最佳时间分辨率 δt_0 为

$$\delta t_0 = \frac{s'}{2\pi R n_0} \qquad (18\text{-}44)$$

上面三式中，s' 是缝象宽，a 是转镜半厚，R 为扫描半径。

几种主要转镜材料的性能

表 18-13 几种转镜材料（以矩形截面为例）

性能 \ 材料	炭钢	高强度钢	钛	铍	超[illegible]铝 LC[illegible]	[illegible] L[illegible]
抗拉强度 $\sigma_{0.2}$（公斤/厘米²）	10^4	1.6×10^4	10^4	0.31×10^4	0.55×10^4	$0.[illegible]\times10^4$
ρ（克/厘米³）	7.8	7.8	4.5	1.88	2.8	[illegible]
极限速度 $v_{\rho max}$（米/秒）	501.3	633	660	574.6	620	[illegible]8
泊松比 μ	0.26	0.28	0.34	0.02	0.33	0.33
杨氏模量 E（公斤/厘米²）	2×10^6	2×10^6	1.085×10^6	3.1×10^6	0.74×10^6	$0.74\times10^{[illegible]}$
变形因数 $\mu\rho/E$（秒²/厘米²）	1.11×10^{-12}	1.11×10^{-12}	$1.4[illegible]\times10^{-12}$	1.24×10^{-14}	1.27×10^{-14}	$1.27[illegible]$

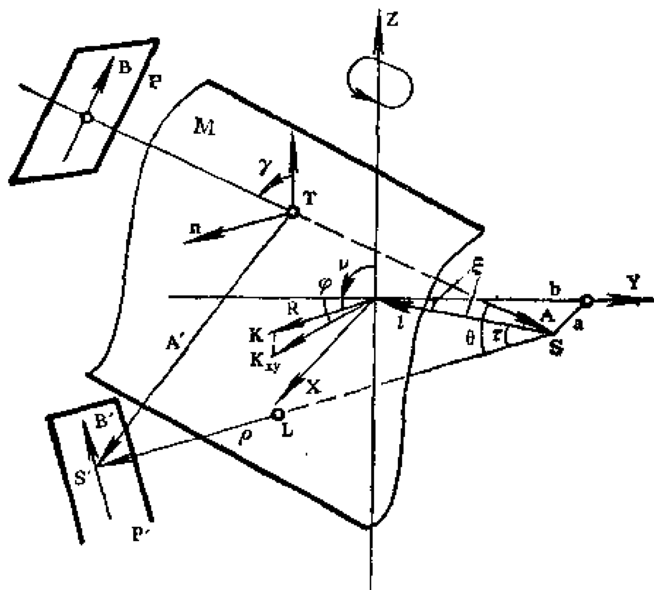


图 18-19　转镜扫描一般情况

二、转镜扫描理论

向量镜面变换方程[58]

讨论斜入射、倾斜镜面的厚转镜的情况，参看图18-19。镜面 M 绕 Z 旋转，物方向量 **A**（光轴）位于平行于 YOZ 的平面内，方向角为 α，β，γ，交 XOY 平面于 S 点，反射象点为 S'，镜面法线的方向角为 μ，ψ，ν；物方向量 **B** 垂直于 **A** 且平行于 YOZ 平面，ϕ 为转角，R 为座标原点到镜面的距离。

象方的方程

$$\mathbf{A}' = \begin{pmatrix} \sin \nu^2 \sin 2\phi \sin \gamma + \sin 2\nu \sin\phi \cos \gamma \\ (1 - 2\sin^2\nu \cos^2\phi)\ \sin \gamma - \sin 2\nu \cos\phi \cos \gamma \\ \sin 2\gamma \cos\phi \sin \gamma + \cos 2\nu \cos \gamma \end{pmatrix} \tag{18-45}$$

$$\mathbf{B}' = \begin{pmatrix} \sin^2\nu \sin 2\phi \cos \gamma - \sin 2\nu \sin\phi \sin \gamma \\ (1 - 2\sin^2 \nu \cos^2\phi)\cos \gamma + \sin 2\nu \cos \phi \sin \gamma \\ \sin 2\nu \cos \phi \cos \gamma - \cos 2\nu \sin \gamma \end{pmatrix} \tag{18-45}$$

象点 S' 的轨迹是一个复杂的空间曲线，它由其准线为巴斯加蜗线外支的正柱面和底为巴斯加蜗线的正锥面相交而成，焦面是一空间曲面，有三种特殊情况：

①垂直入射，平行镜面（$R\neq 0$，$\nu=\gamma=90°$），焦面是准线为巴斯加蜗线的正柱面；

②斜入射时（$R\neq 0$，$\gamma\neq 90°$），焦面是巴斯加蜗线为底的锥面；

③倾斜反射镜（$R\neq 0$，$\nu\neq 90°$）焦面是巴斯加蜗线为底的锥面。

转镜在旋转过程中，B' 在垂直光轴的平面内绕中心点旋转，产生了象旋角 η，这有害于象质，$\cos\eta$ 按下式计算（当 $R=0$，$\nu\neq 90°$，$\gamma=90°$ 时）

$$\cos\eta = \frac{(1-2\sin^2\nu\cos^2\phi)\sin 2\gamma\cos\phi - \frac{1}{2}\sin^2 2\nu\sin^2 2\phi\sin^2\phi}{\sqrt{1-\sin^2\nu\cos^2\phi}} - \cos 2\nu\sqrt{1-\sin^2 2\nu\cos^2\phi} \tag{18-46}$$

可知，$\nu=90°$，$\eta=0$，无象旋。

座标镜面变换方程[17]

参看图 18-16，O 为转镜旋转中心，I_1 为轴上点中间象，I_2 为轴上点二次象，$\overline{I}_1$ 为轴外点的中间象，$\overline{I}_2$ 为轴外点的二次象，经过转镜后分别为 I'_1，I'_2，$\overline{I}'_1$，$\overline{I}'_2$。若只考虑垂直入射、平行镜面（$\nu=\gamma=0$），座标镜面变换方程可写成

$$\begin{cases} x' = -(x-x_0)\cos 2\phi - (y-y_0)\sin 2\phi + (x_0 + 2\gamma\cos\phi) \\ y' = -(x-x_0)\sin 2\phi + (y-y_0)\cos 2\phi + (y_0 + 2\gamma\sin\phi) \end{cases} \tag{18-47}$$

知道 I_1、I_2、$\overline{I}_1$、$\overline{I}_2$，即可求出 I'_1、I'_2、$\overline{I}'_1$、$\overline{I}'_2$ 的座标来。这一公式也能方便地用于扫描摄影机的设计。

象移 dl 和离焦 da

由于转镜有一定的厚度，可引起转镜摄影机所固有的象移 dl 和离焦 da，可表示为

$$\begin{cases} dl = 2(x_0 + a\cos\phi)d\phi \\ da = 2(y_0 + a\sin\phi - h)d\phi \end{cases} \tag{18-48}$$

折算到底片面上

$$\begin{cases} dl' = \beta(dl - da\,\mathrm{tg}\,\theta) \\ da' = \beta^2 \sec\eta da \end{cases} \tag{18-49}$$

转镜最佳镜面尺寸

转镜旋转中心 O（x_0、y_0）可分别根据工作角范围内象移的平方和（或代数和）取最小的原则和镜面尺寸尽可能小的原则来确定[17]，即

$$\begin{cases} x_0 = -\dfrac{a(\sin\phi_k - \sin\phi_0)}{\phi_k - \phi_0} \\ y_0 = -(x_0\mathrm{tg}\,\phi\,\mathrm{tg}^2\lambda - a\sin\phi\sec^2\lambda + h\,\mathrm{tg}\,\phi\,\mathrm{tg}\,\lambda) \\ b = \dfrac{\sec\phi(x_0\mathrm{tg}\,\lambda - y_0 + h) - a(\mathrm{tg}\,\phi - \mathrm{tg}\,\lambda)}{1 + \mathrm{tg}\lambda\mathrm{tg}\phi} \end{cases} \tag{18-50}$$

式中 b 是镜面的半宽，λ 为轴外点边光对光轴的夹角。ϕ_k，ϕ_0 分别是起拍和终拍时转镜转角。

代替焦面

往往用平面或者圆柱面来代替真实焦面，易于加工、易于放片。代替焦面的种类有三种：

①工作角内，焦面和代替焦面之间离焦量之和（或者平方和）为最小的原则；

②从拍摄频率的均匀性出发，希望光学快门在排镜上的扫描速度是常量；

③从象质考虑，希望仪器光轴和排镜光轴的夹角尽可能小。

借助于计算机、用有限参数变化的方法以求得合理的参数匹配。

象质综合

$$\sigma^2 = \sigma_d^2 + \sigma_a^2 + \sigma_c^2 + \sigma_g^2 + \sigma_r^2 + \sigma_f^2 + \sigma_m^2 \tag{18-51}$$

式中，σ 为综合模糊量（综合空间分辨率的倒数）；σ_d 为衍射模糊量，与扫描光栏的形状、状态有关，与波长对底片的相对孔径有关；σ_a 为象差造成的模糊量，对于长焦距，色差和二级光谱要认真考虑；σ_c 为转镜象移造成的模糊量；σ_g 为转镜离焦和代替圆离焦所造成的模糊量；σ_r 为象旋所造成的模糊量；σ_f 为底片所固有的模糊量；σ_m 为目标运动所造成的模糊量。当然，若镜面平行转轴，$\sigma_r = 0$，而扫描摄影机 $\sigma_c = 0$，通常，$\sigma = (\sigma_c^2 + \sigma_g^2 + \sigma_f^2)^{\frac{1}{2}}$ 为转镜模糊量。亦可用传递函数来研究转镜摄影机的象质。[20]

三、转镜摄影机的等待扫描理论

（一）基本概念

等待是相对同步而言，等待摄影机任何时刻都处于工作状态，都可在底片面上成象，这对于记录起点不肯定的现象和时间上不可能控制的研究过程是极为有利的，几乎是唯一的。同步摄影机是靠复杂的电子线路以确保现象的始点和记录底片的起点同步一致。

转镜式摄影机能实现等待。转镜分单面体、二面体、三面体、四面体和其他多面体。多面体的面数用m来表示。转镜的工作面可以分布在不同的工作层上（二层、三层等）。等待

系统的光束入口可以是一个、二个、三个等等，它们或者在一个垂直于反射镜旋转轴的主平面内，或者在平行或倾斜于主平面的几个平面内。等待工作扇形可以是一个、二个、三个、四个等等，等待角 ϕ_{os} 表示为

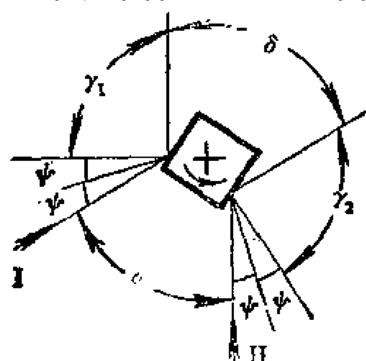


图 18-20　等待扫描诸参数示意图

$$\phi_{os}=\frac{720^\circ}{n} \tag{18-52}$$

（二）等待扫描的基本参数

参看图18-20，γ 为每个工作扇形的角度，ψ 为入射角，α 为两个入口之间的夹角，δ 为两工作扇形之间的夹角。

几种情况下诸参数的计算，参看表 18-14。

表 18-14　等待型系统诸参数的计算

工作层数 / 入口数，扇形数 / 布局 / 参数	一				二	
	二入口，二扇形		二入口，四扇形		二入口，四扇形	
	入口在扇形一边	入口在扇形两边	对　称	不对称	对　称	不对称
γ	$\gamma_1=\gamma_2=\frac{360^\circ}{m}$	$\gamma_1=\gamma_2=\frac{360^\circ}{m}$	$\gamma_1=\gamma_2=\gamma_3=\gamma_4=\frac{180^\circ}{m}$	$\gamma_1=\gamma_2=\frac{90^\circ}{m}+2\psi_I$ $\gamma_3=\gamma_4=\frac{270^\circ}{m}+2\psi_I$	$\gamma_1=\gamma_2=\gamma_3=\gamma_4=90^\circ$	$\gamma_1=\gamma_4=135^\circ-2\psi$ $\gamma_2=\gamma_3=45^\circ+2\psi$
ψ	ψ	ψ	$\frac{45^\circ}{m}$	$\psi_a=\frac{45^\circ}{m}$ ψ_I	$22^\circ30'$	$22^\circ30'$ ψ
α	$\frac{360^\circ}{m}n-2\psi$	$\frac{180^\circ}{m}(2n+1)$	$\frac{90^\circ}{m}(4n+1)$	$\frac{90^\circ}{m}(4n+1)$	—	—
δ	$\delta=360^\circ-\left(\frac{360^\circ}{m}(n+2)+2\psi\right)$	$\delta_1=360^\circ-\left(\frac{180^\circ}{m}(2n+3)+2\psi\right)$ $\delta_2=\frac{180^\circ}{m}\cdot(2n-1)-2\psi$	$\delta_1=\frac{90^\circ}{m}\cdot(4n-5)$ $\delta_2=360^\circ-\frac{90^\circ}{m}(4n+7)$	$\delta_1=\frac{90^\circ}{m}\cdot(4n-3)-4\psi_I$ $\delta_2=360^\circ-\frac{90^\circ}{m}(4n+7)$	$\delta=90^\circ$	$\delta_1=135^\circ-2\psi$ $\delta_2=45^\circ+2\psi$
存在条件	$1\leqslant n\leqslant m-3$	$1\leqslant n\leqslant m-2$	$2\leqslant n\leqslant m-2$	$1\leqslant n\leqslant m-2$	$m=2$	$m=2$
可能方案	$m-3$	$m-2$	$m-3$	$m-2$	1	—

注：m 是多面体转镜的面数；n 是形成工作扇形 γ_2 的镜面序号数，形成 γ_1 的镜面序号为 0。

（三）等待方案

表 18-15　等待扫描方案

		多面体的面数和总工作角				
		1×720°	2×360°	3×240°	4×180°	5×144°
位于同一平面内的直入口数	1	—	—	—	—	—
	2	—	—			
	3	—	—			能等待
	4	—	—		能等待	能等待
斜入口处（不同平面内）	1	—	—	—	—	—
	2	—				能等待
	3	—	能等待	能等待	能等待	能等待
	4	—	能等待	能等待	能等待	能等待
层数	2	—				能等待
	3	—		能等待	能等待	能等待
	4	—	能等待	能等待	能等待	能等待
	n	$n \geqslant 6$ 能等待	能等待	能等待	能等待	能等待

注：凡划横线处均不可能实现等待扫描；表中所举为最简单的原理图，实际上有多种方案。

（四）形成多入口的方法

①分波前法，即分割光栏为两部分；②分振幅法，即半透半反形成两路光；③并行条纹法

四、同步分幅摄影机——ZFK-500型高速摄影机

ZKF-500型高速摄影机（参看图 18-21），是一种指标高、性能好的摄影机，它采用的是物镜-目镜-场镜光学系统，主要性能指标如下：摄影频率 1.48×10^6--5×10^6 幅/秒（分7档）；画幅大小 9 毫米× 9 毫米；画幅数 81 幅；动态摄影分辨率 25—34 线/毫米；对底片有效相对孔径 $f'/25$；主物镜焦距 120 毫米；底片规格 35 毫米；驱动方式：压缩空气驱动；测速精度± 0.1 微秒；同步精度 0.4 微秒。

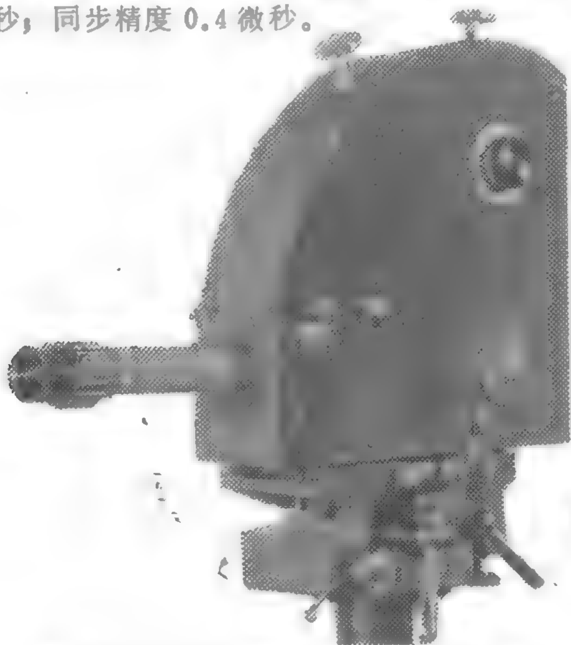


图 18-21　ZFK-500 型高速摄影机外形图

五、同步扫描摄影机——ZSK-29型高速摄影机

ZSK-29 高速摄影机的主要指标达到国外同类摄影机的水平[21]。图 18-22 为其光学系

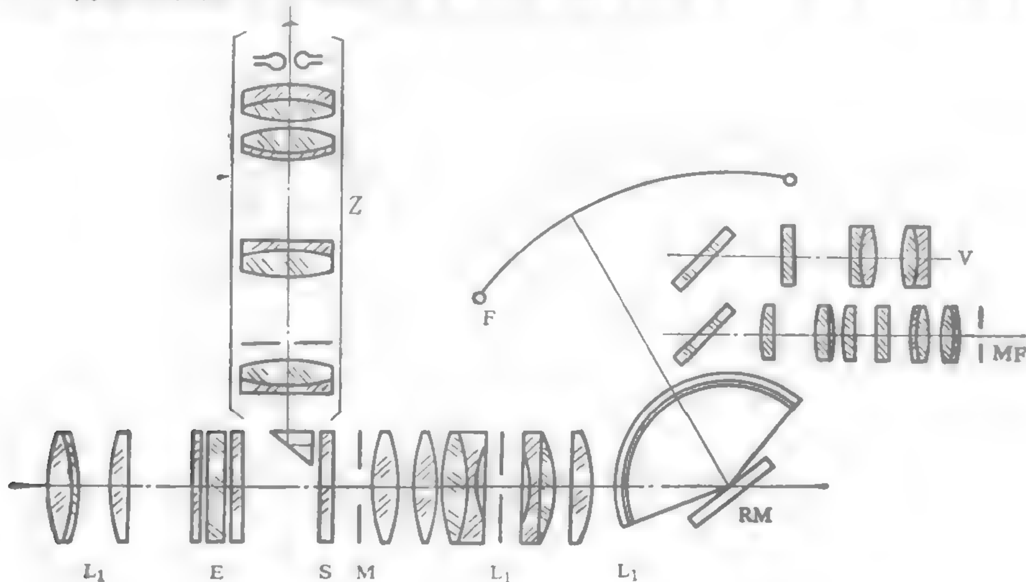


图 18-22　ZSK-29 型高速摄影机光学系统

统图，图 18-23 为外形图。ZSK-29 型高速摄影机，采用的是物镜-投影镜系统。主要特点有：采用三种规格的被转镜，以适应不同拍摄目标的要求；采用光刻缝盘，即有固定狭缝的特点，又可根据需要选择不同的缝宽；有打零点装置以满足外同步的要求（即多台仪器测量同一目标时，要有一个共同的标准时间——零点）。它的主要性能指标如下：

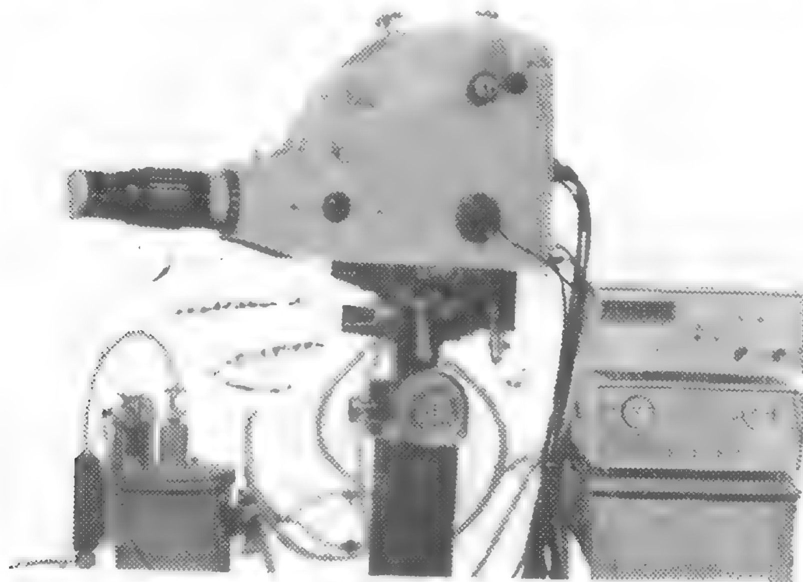


图 18-23　ZSK-29 型高速摄影机外形图

扫描速度：3.7—27 毫米/微秒（2 #转镜），3.7—12.1 毫米/微秒（1 #转镜），3.7—34 毫米/微秒（3 #转镜）。

时间分辨率：1.46×10^{-9} 秒。

等效相对孔径（对底片）：$f'/11.2$（2 #转镜），$f'/7.75$（1# 转镜），$f'/13$（3#转镜）。

画幅大小：22×400 毫米（35毫米底片）。

缝宽：0.05，0.01，0.018，0.025，0.033（1#缝盘）；0.043，0.056，0.0725，0.094，0.12（2#缝盘）。

转镜速度：6×10^4，12×10^4，18×10^4，24×10^4，30×10^4，36×10^4，42×10^4，48×10^4，54×10^4（转/分）。

主物镜：$f'=189$ 毫米，$f'=80$ 毫米，$f'/3.5$。

光谱范围：4341—6563埃。

检焦取景：检焦镜 25 倍，取景器 8 倍。

同步精度：<±10毫米（在底片上）。

六、等待型摄影机——ZFD-50 型高速摄影机

参看图18-24。ZFD-50型高速摄影机是采用三面体转镜R、二入口、二工作扇形、工作角共 240°。采用了三种快门：机械快门 g_2（电磁式保护快门），爆炸快门g_1（快关快门），快开快门g_3（靠浪涌电流产生的排斥电磁力，使铝箔打开光路），从而保证不重复曝光，大大降低了环境杂散光的影响，允许加持续光源照明。

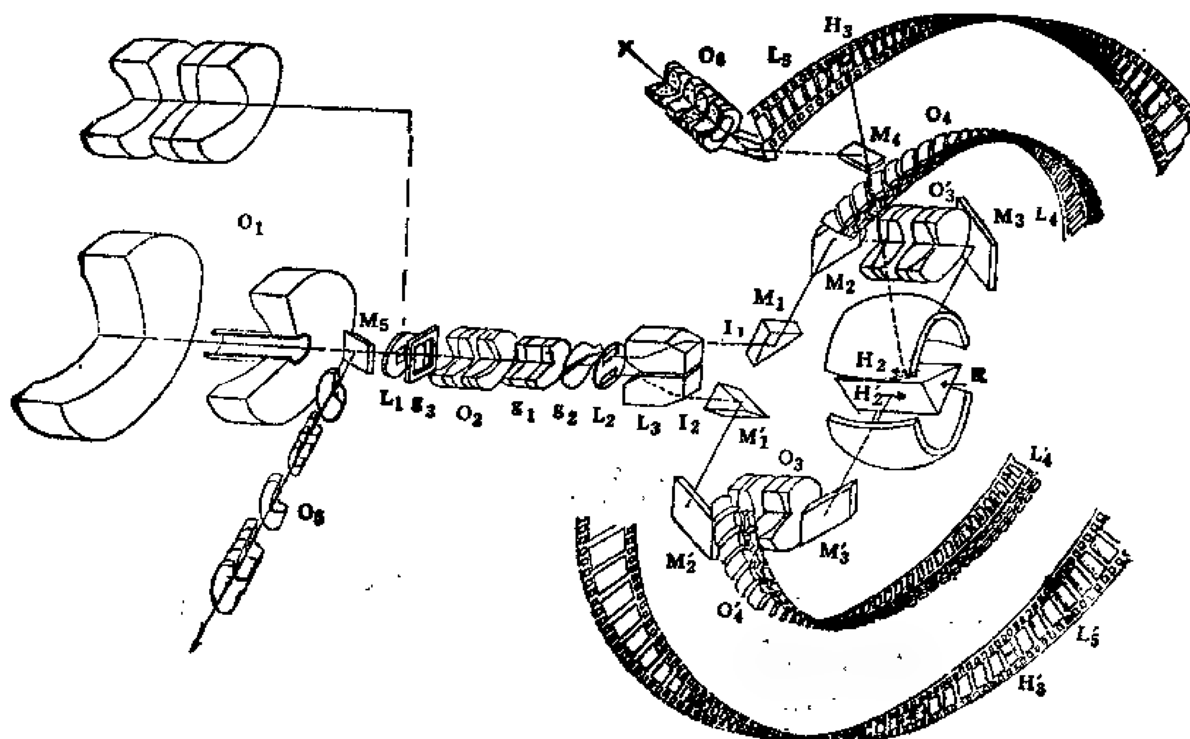


图 18-24　ZFD-50 型高速摄影机光学系统

ZFD-50型摄影机的主要性能指标如下：摄影频率　5×10^5幅/秒；画幅尺寸　10×18毫米；画幅数　110 幅；等效相对孔径（对底片）　$f'/19$；动态摄影分辨率　22－25线/毫米；系统焦距　761 毫米和 324 毫米两种，电机驱动，转镜转速可达 9×10^4 转/分。

七、分幅扫描同时记录摄影机

美国 200 型就是这种摄影机（图 8-25）。图中，2 是有透光缝的反射玻璃板，8 是转镜，15是扫描记录的底片，换上光谱头还可作瞬时光谱记录。

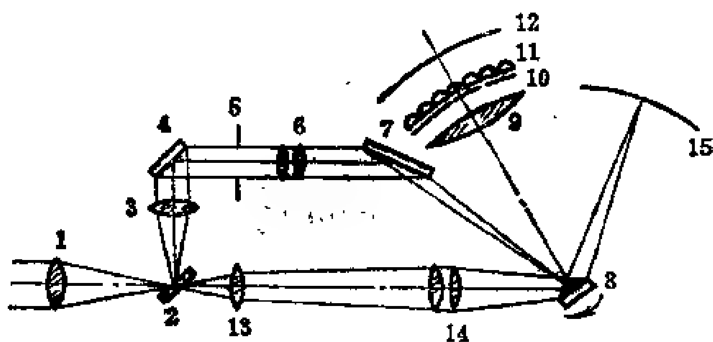


图 18-25　200 型高速摄影机光学系统

主要性能指标如下：

扫描速度　6.9 毫米/微秒；

平均相对孔径　$f'/7.2$；

记录尺寸　25.4×127 毫米^2；

缝宽　0.05，0.10，0.20毫米；

时间分辨率　在缝宽为 0.1 毫米时，为 1.5×10^{-8}秒；

分幅记录有四种画幅数可供选用：

画幅数	画幅尺寸(毫米)	最大有效相对孔径	摄影频率(幅/秒)
3	10.2×12.7	f/3.5	2.02×10⁵
7	10.2×12.7	f/11.2	5.5×10⁵
12	17.8×22.9	f/16.7	1×10⁶
24	8.4×12.7	f/15.8	1.96×10⁶

八、国内外主要转镜摄影机性能一览表

表 18—16　转镜扫描摄影机

型号	国别	完成日期	扫描速度(毫米/微秒)	相对孔径	工作方式	驱动方式	转镜速度(×10³转/分)
ZSK-29	中国科学院西安光机所	1979	3.7—12.1 3.7—27 3.7—34	1:7.75 1:11.2 1:13	同步	空气涡轮	194 429 553
D36(摄谱仪)	中国科学院西安光机所	1972	1—1.26	1:10	同步	马达	32—40
SFR	苏联科学院化学物理研究所	1949	3.8	1:15	同步	马达	75
zhFR-1	苏联科学院化学物理研究所	1958	3.8	1:22	等待	马达	75
SFR-US(紫外摄谱仪)	全苏光学物理计量科学研究所	1974	3.8	1:17	同步	同步电马达	75
zhLV-2	苏联科学院地球物理研究所	1961	5	1:20	等待	马达	90
FR-30	苏联科学院地球物理研究所	1961	18	1:50	等待	马达和空气涡轮	200
zhFR-3	苏联科学院地球物理研究所	1963	2	1:15	等待	马达	40
SFKF	全苏光学物理计量科学研究所	1971	4	1:10	同步	马达	75
VSFK-4	全苏光学物理计量科学研究所	1973	5	1:12	等待	马达	60
ZSFK-1	全苏光学物理计量科学研究所	1975	4	1:15	等待	马达	60
SFR-1K	全苏光学物理计量科学研究所	1974	4	1:15	同步	马达	75
zhLV-1K	全苏光学物理计量科学研究所	1974	5.5	1:15	等待	马达	90

续表

型　号	国　别	完成日期	扫描速度(毫米/微秒)	相对孔径	工作方式	驱动方式	转镜速度(×10³转/分)
万能型	英国原子武器研究所	1958	0.5—40	1:22	同步	空气、氦气涡轮	360
紫外型	英国联合电子工业公司	1958	1	1:1	同步	马达	60
CP-6	英国巴尔—斯特劳德公司	1960	10	1:17	同步	空气涡轮	300
Model-200	美国B&W公司	1962	0.3—27.6	1:10	同步	空气、氦气涡轮	600
"200"型	美国·加州大学辐射实验室	1959	30—60	1:8	等待	氦气涡轮	到1920
Model-330	美国科丁公司	1970	10	1:7.7	等待	氦气涡轮	500
Model-132	美国科丁公司	—	20	—	同步	空气、氦气涡轮	360
Model-136	美国科丁公司	—	10	—	等待	空气、氦气涡轮	300
Model-351	美国科丁公司	—	0.13	1:3.6	鼓轮式	马达	9.0
Model-318	美国科丁公司	—	0.306	—	鼓轮式	马达	21
Model 370(70毫米)	美国科丁公司	—	0.3	1:5.6	鼓轮式	马达	20
CHR	法国索佩莱姆公司	—	20	1:7.7	同步	空气、氦气涡轮	300

表 18—17　转镜分幅摄影机

型　号	国　别	摄影频率(幅/秒×10⁶)	画面(毫米)	画幅数	转镜	驱动	转镜速度(转/分×10³)	工作方式
ZFK-250(70毫米)	中国科学院西安光机所	2.5	ϕ16	100	二面体	涡轮	210	同步
ZFK-500	中国科学院西安光机所	5 20	9×9 5×7	81 243	二面体	涡轮	410 555	同步
ZFD-20	中国科学院西安光机所	0.2	9×10	72	四面体二层	电机	41.6	等待
ZFD-250	中国科学院西安光机所	2.5	9×9	272	三面体	涡轮	17.9	等待
ZFD-50	中国科学院西安光机所	0.5	10×18	110	三面体	涡轮	90	等待
DJS型	中国浙江大学	2.5	9×12	270	三面体	涡轮	240	等待
Model 8	美国·加州·洛斯阿拉莫斯大学	15	5×13	96	三面体	氦涡轮	1380	同步

续表

型　　号	国　　　别	摄影频率（幅/秒×10⁶）	画面（毫米）	画幅数	转镜	驱动	转镜速度（转/分×10³）	工作方式
Model 300	美国 B&W公司	4.5	6×12	48	八面体	氦涡轮	600	等待
Model 330	美国 科丁公司	2	16×25	80	三面体	空气涡轮	300	等待
Model 119	美国 科丁公司	25	3.8×11.2	130	三面体	氦涡轮	600	等待
Mbdel 201	美国 科丁公司	1.00	17.8×22.8	7	二面体	氦涡轮	300	同步
Model 114	美国 科丁公司	1.25	19×25.4	25	二面体	氦涡轮	300	同步
Model 200	美国 科丁公司	7.84	17.8×22.9 8.4×12.7	3, 7, 12, 24	二面体	氦涡轮	300	同步
Model 116	美国 科丁公司	5.00	19×25.4	25	二面体	氦涡轮	300	同步
Model 121	美国 科丁公司	2.50	38.1×63.5	26	二面体	氦涡轮	600	同步
C5	英国 原子武器研究所	10	ϕ6	100	二面体	空气涡轮	400	同步
zhLV-2	苏联科学院地球物理研究所	4.5	15×15 10×10 5×5	125 300 1500	两交叉二面体二层	马达	90	等待
SFR-L	苏联化学物理研究所	2.5 0.5	5×5 10×10	270 60	二面体	马达	75	同步
VSFK-4	全苏光学物理计量科学研究所	0.5 0.3	7.5×10.5 16×22	110 70	两交叉四面体	马达	60	等待
SFKF	全苏光学物理计量科学研究所	0.5	6×10.5	110	两交叉四面体	马达 氦涡轮	60 500	等待
VSFK-5	全苏光学物理计量科学研究所	0.25 0.60	16×22 7.5×10.5	60 120	两交叉四面体	马达	60	等待
zhSFK	全苏光学物理计量科学研究所	0.10	18×24	50	两交叉四面体	马达	60	等待
Phk-4	苏联科学院地球物理研究所	0.20 0.60	16×22 7.5×10.5	50 150	四面体	马达	75	等待

续表

型号	国别	摄影频率（幅/秒×10⁶）	画面（毫米）	画面数	转镜	驱动	转镜速度（转/分×10³）	工作方式
MLD-3	日本东京大学	1.0	5×10	2000	四面体	空气涡轮	400	等待
Marco 30	美国马可科学公司	3.4	12.5×25	30	二面体	氦涡轮	300	同步

第五节 网格高速摄影[26—36]

网格摄影又称为象分解摄影，其实质是把被摄物体的象变为网格象，即分解成许多单个的、以一定形式分布的象元（网格点），而且网格点的大小要大大小于网格点之间的距离；拍摄时，只要网格象相对于感光层移动，就形成了该象随时间的扫描；只要网格点移动差不多是一个象元大小的距离，即可得到一幅。所以网格高速摄影容易实现高速，只是得到的是无画面图象，观察时，需要一张张地再现。摄影时是编码过程，观察时是解码过程。这种摄影兼有转镜摄影机和变象管摄影机的优点。

网格板是网格摄影的核心部件，分为四类：

①壁状网格板，是一种狭缝或小孔形透射光学系统，类似于摄影机的暗箱，在网格板的后面形成象元象。

②狭缝网格板或点网格板，透射系统，从网格平面上所形成的象上分割出许多不同的单元部分。

③透镜网格板，由柱状和圆球形微透镜组成的折射光学系统。

④反射镜网格板，由镜面反射单元构成的网格反射光学系统。

网格板可用光学玻璃、聚脂丙烯树脂和光学纤维[36]制造。

一、网格原理

基本术语

参看图 18-26，黑点是象元，即网格点，其大小用δ表示，其他几何量有

节距 h_0 为两相邻网格点之间的距离；

s' 为象元扫描线的最长距离；

a' 为两相邻扫描线之间的距离；

步幅 h' 为形成两幅象时象元移动的距离；

光学容量 P 为可记录的总画幅数。

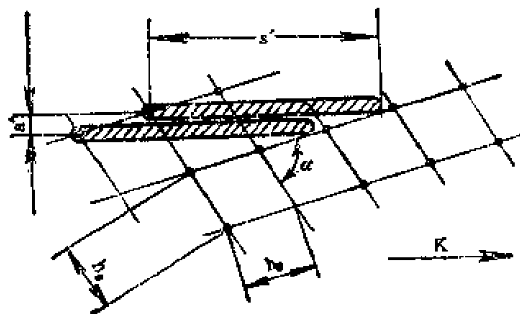


图 18-26 网格原理图

摄影频率 $\nu=\dfrac{V}{h'}$

最小步幅 $h'_{min}=\dfrac{2}{3N}$（对微透镜网格）

$$h'_{min}=\frac{0.6}{N}$$ （对缝型网格）

最佳象元　$$\delta_{opt}=\frac{1}{2N}$$ （对微透镜网格）

$$\delta_{opt}=\frac{0.46}{N}$$ （对缝型网格）

画幅数　$$P=\frac{h_s'\sin\alpha}{a'h'}-1$$

上面各式中 N 为网格摄影机的摄影分辨率，通常由实验确定，但也可用下面的经验公式估算，即

$$N=kN_f\left[1-\exp\left(-\frac{2r'}{S'_1 kN_f\lambda}\right)\right] \tag{18-53}$$

式中 k 为被摄物体的衬度（反差），$\frac{2r'}{S'_1}$ 为网格摄影机光学系统的相对孔径，N_f 为底片的分辨率（当 $k=1$ 时），λ 为被摄物体的主波长。网格板的主要参数有（设网格点均按六角形排列）：

网格象的平均分辨率　$$R_a=\frac{1}{1.86h_e}$$

网格象的平均截止频率　$$R_c=\frac{1}{0.93h_e}$$

网格象的象元数　$$P_e=\frac{b_1\times b_2}{(0.93h_e)^2}$$

等效标准画幅的分辨率　$$R_e=\frac{1.074}{h_e}\sqrt{\frac{b_1\times b_2}{S_1\times S_2}}$$

式中，$b_1\times b_2$为网格象的大小，$S_1\times S_2$为标准画幅的大小。

基本光学系统

参看图 18-27，(*a*) 感光层 4 放在网格象面上，(*b*) 网格象用辅助物镜 5 成象在感光层 6 上，1 通过物镜 2 成象在网格板平面上，网格象是为物象所调制的、物镜 2 入瞳通过网格板诸透镜所成象的集合。为进行多幅记录，网格象和感光之层的间相对移动可用下述诸法实现：

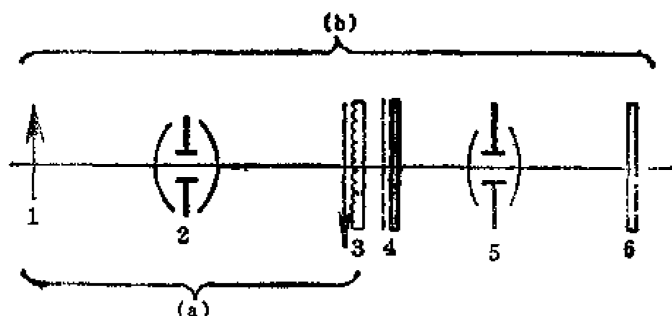


图 18-27　网格高速摄影机原理图
(*a*)网格象直接成在感光层上，
(*b*)网格象通过物镜成象在感光层上

(1) 摄影物镜出瞳的移动或转动；
(2) 网格板的转动或移动；
(3) 用感光层的转动或移动；
(4) 使网格象扫描（例如用反射镜和电磁偏转等）。

二、转瞳式网格摄影机

单圆盘转瞳式网格摄影机

图 18-28 是光学系统图。物体 A 通过透镜 1 成象 A' 于网格板 2 平面上，旋转圆盘 3 上的小孔（转瞳）分别被网格板上的微透镜成网格点于感光层上，网格点组成了网格象 A''，A'' 的强度为 A' 所调制。当转瞳运动时，每个网格点都在感光层上扫描，以形成多幅记录。图 18-29 是旋转圆盘（尼勃考夫圆盘）的示意图，图中诸小孔（转瞳）分布在阿基米德螺线上。CP-600 属于这种类型的高速网格摄影机。

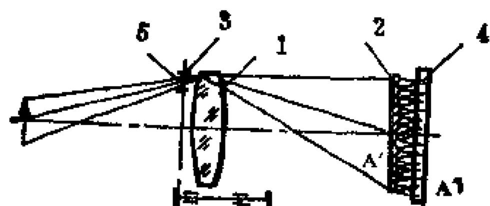


图 18-28　转瞳式网格摄影机原理图

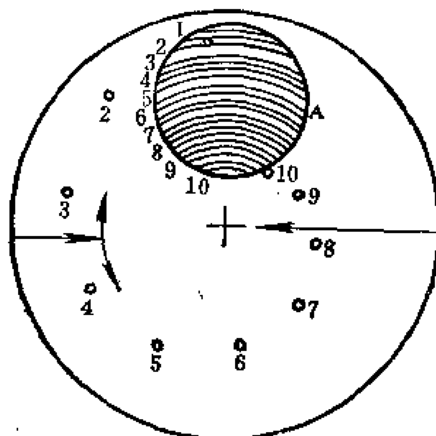


图18-29　尼勃考夫圆盘

双圆盘转瞳式网格摄影机[30]

在主物镜前有两个速比有一定关系的旋转圆盘，分为快盘和慢盘。快、慢盘上小孔按一定的规律周期性地重合，让光线通过以形成网格象，两孔重合的频率决定了拍摄频率。任何曝光系数可以选择适当的圆盘获得。利用双圆盘可以在画幅间引入时间间隔，因而可以把记录的时间扩大几倍。

苏联 RKD-2*M* 转瞳式网格摄影机就属于此类。若获得 $m \cdot n$ 张画幅，只要快盘有 n 个孔分布在一个螺旋线上，慢盘有 $m \cdot n$ 个孔分布在 m 个螺旋线上，慢盘一转，快盘 m 转，即可实现。

三、转镜扫描式网格摄影机

对于这种类型的摄影机，网格象在感光层扫描是靠转镜实现的，易于实现高的拍摄频率，应用广泛。

萨尔塔诺夫型高速网格摄影机

图 18-30 中，3 是缝型网格板，所形成的网格象经透镜 4 、转镜 5 成二次网格象于底片面 6 上，当转镜旋转时，二次网格象扫描，可形成多幅记录。

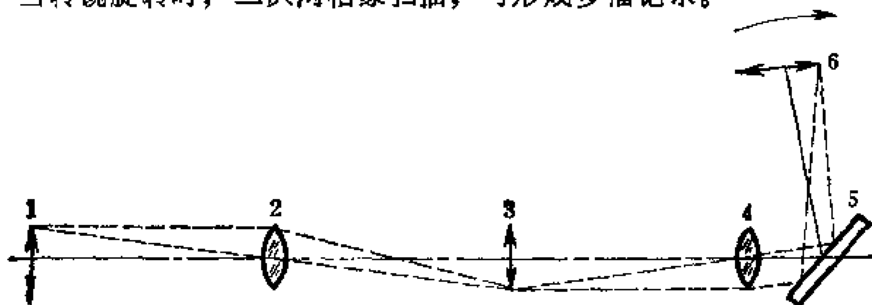


图 18-30　萨尔塔诺夫型高速网格摄影机光学系统

PKS-1 高速网格摄影机

图 18-31 中，物体 1 经物镜 2 成象在网格板 4 前面，在网格板后面成网格象 5，经过两

个相反方向旋转的反射镜6、7和第二物镜8，成二次网格象在感光层9上。转镜使二次网格象在感光层上扫描，形成多幅记录。摄影频率可达10^8幅/秒，当网格节距为0.355毫米时，可得85幅照片；若节距为0.7毫米，画幅可增至300幅。9、10、11是照明系统，为逐幅阅读和复制之用。

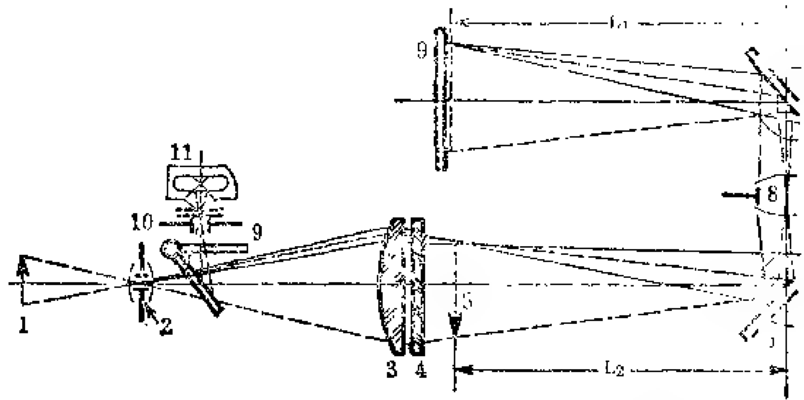


图18-31　PKS-1高速网格摄影机光学系统

PSK-2M是PSK-1的改进型，可进行显微摄影。装有克尔盒快门，摄影频率为10^3—5×10^8幅/秒，分24档。网格板尺寸是130×180毫米（也是画幅尺寸）。网格板节距分0.4毫米、0.7毫米两种，画幅数分别为100幅、300幅。

SFR-RM高速网格摄影机属于准等待型高速摄影机，是在SFR型高速摄影机的基础上研制而成的，可进行显微放大摄影（放大率有1.5倍、10倍、50倍三种），摄影频率5×10^6—10^8幅/秒，画幅数100张，网格板为6×5厘米²。

FKR-2高速网格摄影机在转镜型摄影机中拍摄频率最高，可达1.5×10^9幅/秒（高速透平驱动）、5×10^8幅/秒（电马达驱动），等效16毫米标准画幅的空间分辨率15线/毫米。

四、主要网格摄影机性能一览表

表 18-16　网格摄影机性能表

型　号	国家	网格板类型	网格板尺寸（厘米²）	宽度方向网格单元数	摄影频率（幅/秒）	画幅数	等效相对孔径	网格象移动方式	同步方式
CP	美国	交叉柱面微透镜	9×9	200	2.5×10^4	200	$\frac{1}{6}$	干板和网格板相对转动	同步
Bray, G·R	英国	交叉柱面微透镜	9×9	400	2×10^4	100	$\frac{1}{6}$	干板和网格板相对转动	同步
MVTU	苏联	线栅型	9×9	300	1×10^5	100	$\frac{1}{10}$	干板和网格板相对转动	同步
CP	美国	交叉柱面微透镜	9×9	200	5×10^4	200	$\frac{1}{6}$	转瞳式	等待
LT	英国	交叉柱面微透镜	9×9	300	2.5×10^5	300	$\frac{1}{6}$	转瞳式	等待
RKD-2M	苏联	球面微透镜	9×9	225	10^5	50—200	$\frac{1}{8}$	双圆盘转瞳式	等待
MOSKVA-R	苏联	球面微透镜	9×9	225	5×10^4	50	$\frac{1}{8}$	转瞳式	等待
RKS-11	苏联	球面微透镜	13×18	325	10^5	100	$\frac{1}{8}$	马达驱动网格板	等待

续表

型号	国家	网格板类型	网格板尺寸(厘米²)	宽度方向网格单元数	摄影频率(幅/秒)	画幅数	等效相对孔径	网格象移动方式	同步方式
RKS-11	苏联	球面微透镜	13×18	325	2×10^6	100	$\frac{1}{8}$	气动网格板	同步
Sultanoff	美国	线状透镜型	9×12	250	10^8	30	$\frac{1}{14}$	转镜扫描	同步
PKS-2M	苏联	球面微透镜	13×18	325	5×10^8	100	$\frac{1}{18}$	转镜扫描	同步
SFR-RM	苏联	球面微透镜	5×6	125	10^8	100	$\frac{1}{18}$	转镜扫描	准等待 $k=100$
FKR-2	苏联	球面微透镜	9×12	225	1.5×10^9	100	$\frac{1}{18}$	转镜扫描	准等待 $k>50$

注：k是等待系数，是等待时间和记录时间的比值。等待型摄影机的等待系数趋于无穷。

第六节 变象管高速摄影

变象管高速摄影主要用于研究10^{-3}—10^{-13}秒时间范围内的瞬变现象，在诸如激光超短脉冲、激光核聚变、磁约束核聚变、光化学、光生物学中有着重要的应用。高速摄影变象管是指研究瞬时现象的变象管，其主要目的是利用电子光学技术、脉冲选通和偏转扫描技术来传递和记录瞬变的光学图象，从而对研究快速、不重复的瞬时现象提供空间和时间信息[58,37,38]。

变象管是一种宽电子束成象器件，一般由光电阴极、电子光学系统和荧光屏三部分组成。光电阴极把光学象转变成电子图象，电子光学系统把电子图象传递到荧光屏上，荧光屏把电子图象转变为可见光图象。在这两次转变中，使变象管具有以下特点：

①可实现波长转换，利用不同的光电阴极，可把红外的、紫外的及X射线的图象变为可见光图象。

②可对弱光摄影，能把象的照度增强到百万倍以上。

③可进行超高速摄影，单幅曝光时间达100微微秒，多幅摄影频率达6×10^8幅/秒，采用光纤元件可达10^{10}幅/秒，扫描摄影的时间分辨率可达5×10^{-13}秒。

④能控制象在荧光屏上的位置。

⑤易于和存储、读出系统配用，可实时输出。

⑥空间分辨率偏低。

⑦分幅摄影时，画幅数小。

一、时间分辨率和动态范围

时间分辨率

(1) 时间分辨率的物理极限

根据海森堡测不准原理可得

$$\Delta\lambda\cdot\Delta t > \frac{\lambda^2}{c} \qquad (18\text{-}54)$$

一般说来，对于可见光，$\Delta t=10^{-15}$ 秒；对于 X 光，$\Delta t=10^{-18}$ 秒。

（2）影响时间分辨率的主要因素

①光电子初速分布引起的时间弥散 Δt_1

$$\Delta t_1 = m\frac{\Delta U}{eE} \qquad (18\text{-}55)$$

式中 m 和 e 分别为电子的质量和电荷，E 为阴极附近的场强，ΔU 为电子初速分散。计算表明，为了在整个紫外、红外的光谱区都得到微微秒的分辨率，所需场强约为20千伏厘米$^{-1}$。

②空间分辨率

扫描摄影机的时间分辨率 $\Delta t_3=\frac{1}{NV_s}$，式中 N 为动态空间分辨率，这取决于电子透镜、偏转系统和荧光屏的质量；V_s 是扫描速度，和偏转线路所能产生的最高偏转速度有关。

③空间电荷效应

空间电荷效应，在电流密度足够大时，将严重影响变象管的时间分辨率、空间分辨率和限制光阴极所能产生的最大光电流。电荷间的排斥作用会使电子流弥散，在光电流密度足够大的时候，空间电荷云在传递过程中会在径向弥散——影响空间分辨率，会在轴向弥散——影响时间分辨率。同时，两个超短空间电荷云之间的距离，不能无限制的缩短，这也限制了时间分辨率的进一步提高。

④电荷统计涨落为变象管的时间分辨率规定了一个上限 τ_{min}

$$\tau_{min} = \frac{M^2N^2e}{J_{max}} \qquad (18\text{-}56)$$

式中，N 为空间分辨率，M 为灰度等级数，e 为电子电荷，J_{max} 为脉冲工作电流密度的上限。

⑤光电阴极的面电阻的影响

光电阴极的面电阻太高，光电区所损失的大量电子就不能及时得到补充，被照区的电位升高。阴极面上的电位起伏会破坏电子光学系统的聚焦条件，从而导致图象畸变和分辨率损失。

（3）扫描管的时间分辨率 Δt

$$\Delta t = \sqrt{\Delta t_1^2 + \Delta t_2^2 + \Delta t_3^2} \qquad (18\text{-}57)$$

式中，Δt_1 为电子初速分布引起的时间扩展，Δt_2 为空间电荷效应引起的时间扩展，Δt_3 为空间分辨率和扫描速度决定的技术时间分辨率。如果输入扫描摄影机的光脉冲宽度为 ΔT，则测出的宽度 ΔT_m 为

$$\Delta T_m = \sqrt{\Delta T^2 + \Delta t^2} \qquad (18\text{-}58)$$

动态范围 R

R 的大小通常用使脉冲展宽10%时的强度除以记录在底片上的噪音强度来表示。影响动态范围主要有两个因素：一个是光阴极输出输入的线性性，某些低灵敏度的阴极出现双光子和多光子效应，都会破坏线性关系；另一个是空间电荷效应，阴极附近和电子束的交叉点上都会导致脉冲变宽。采用象增强器能增大系统的动态范围。

二、高速摄影变象管的工作原理

高速摄影变象管通常由光电阴极、电子光学系统和荧光屏组成，而快速控制电路是实现变象管高速摄影的极其重要的环节。

光电阴极

光电阴极由光电发射材料组成，光电发射的过程通常分解为电子的受激、扩散及越过表面势垒向真空飞逸三步。优良的光电发射体应当是：①入射光子应能把大部分电子激发到固体中远在真空能级以上的能级；②受激电子应能以最小的能量损失扩散到真空表面；③表面势垒应当很低。常用的光电发射材料参看第二十一章表21-2，除此以外，还有紫外阴极（碲铯阴极、碲铷阴极、碘化碲铷阴极、金膜阴极）、X射线阴极（钯膜、金膜、碘化铯阴极）、负电子亲和势阴极。

光电发射材料的特征参数：

灵敏度：表示材料受辐照后发射电子的能力，通常用量子效率、光谱灵敏度、积分灵敏度来表征。

量子效率：光电材料接受单个光子后发射出的平均电子数，单位为电子/光子。

光谱灵敏度：光电材料对各种不同波长的辐射灵敏度，以毫安/瓦为单位。

积分灵敏度：光电材料在规定色温（2854开尔文）的光源照射的灵敏度，以微安/流明为单位。

阈波长：能使光电材料发射光电子的最长波长。

面电阻：光电阴极横向电阻的大小。

暗电流：光电材料在室温下有一定的电子发射出来，称为暗电流。

荧光屏

荧光屏是一种阴极射线发光器件，是变象管的显示单元。荧光屏主要由玻璃基底上的荧光粉层和复盖其上的铝层组成。表征荧光屏特征的有发光亮度、发光效率、光谱特性、空间分辨率及调制传递函数。发光效率指屏发出的光通量与电子束激发屏所消耗的功率之比。光谱特性指发射光谱，即相对辐射能量按波长的分布函数。表18-19列出了高速摄影变象管常用的荧光粉。

表18-19 高速摄影变象管常用荧光粉性能一览表

牌号	组成	发光颜色	发射光谱主峰(埃)	余辉	转换效率(流明/瓦)
K-9	ZnS:Ag,Ni	蓝	4550	极短	26
P-11	ZnS:Ag	蓝	4500	中	26
P-20	ZnS:CaS:Ag	黄绿	5500	中	85
P-31	ZnS:Cu	黄绿	5300	中	80

控制电路

控制电路一般由快门电路、偏转电路、同步电路、触发电路和电源组成。快门电路，管形不同，其开关波形各异。当需要很窄的开关脉冲时，开关元件多用雪崩管、冷阴极闸流

管、微波三极管、激光触发的火花隙、硅光电开关及砷化镓光电开关。偏转电路，对于分幅变象管是一个阶梯波发生器电路，对于扫描变象管是一个快速斜坡电压发生器。表 18-20 列出了不同开关元件扫描线路的主要性能。

表 18-20　几种扫描线路的主要性能

扫描线路	扫描速度(厘米/秒)	扫描距离(厘米)	扫描非线性(%)	触发延迟(毫微秒)	触发跳动(微微秒)	触发脉冲(伏特)	触发上升时间(毫微秒)
激光触发火花隙	$(1.5—5)\times10^{10}$	5	10	5—8	500	<1毫焦耳	
雪崩晶体管	5×10^{9}	5—7	10	11	30	≥0.05	0.5
冷阴极闸流管	$5\times10^{9}—2\times10^{10}$	5—7	10	10—40	50—200	1	10
光电开关	2×10^{10}	5	2		2—15	20微焦耳	

三、变象管高速摄影机的分类

（1）按所得到的图象信息，可分为单幅摄影机、多幅（包括多道）摄影机、扫描摄影机（包括直线扫描、圆扫描和椭圆扫描三种）和象分解摄影机。

（2）按电子束的聚焦方式，可分为近贴聚焦式、静电聚焦式、磁聚焦式和电磁混合聚焦式。

（3）按电子束偏转方式，可分为电偏转、磁偏转和电磁偏转。

（4）按光电阴极的光谱响应，可分为可见光、红外线、紫外线和 X 射线变象管高速摄影机。

（5）按变象管增强级的数目和方式，可分为单级的（又分为一般变象管、带微通道板电子倍增器变象管）、多级的（又分为云母薄膜夹心倍增屏串联式或纤维光学面板级联式倍增系统，透视式二次电子发射倍增系统）。

（6）按图象的记录方式，可分为直接记录在光敏材料上和图象视频电信号记录在磁带上。

四、单幅变象管高速摄影机

单幅变象管高速摄影机多用近贴管。近贴管是一轴向均匀电场系统，阴极是一平面，荧光屏在距阴极很近的地方，近贴管实质不具备聚焦性质，是一个“投射成象”器件，它的优点是结构紧凑、成象面积大，象场象质均匀一

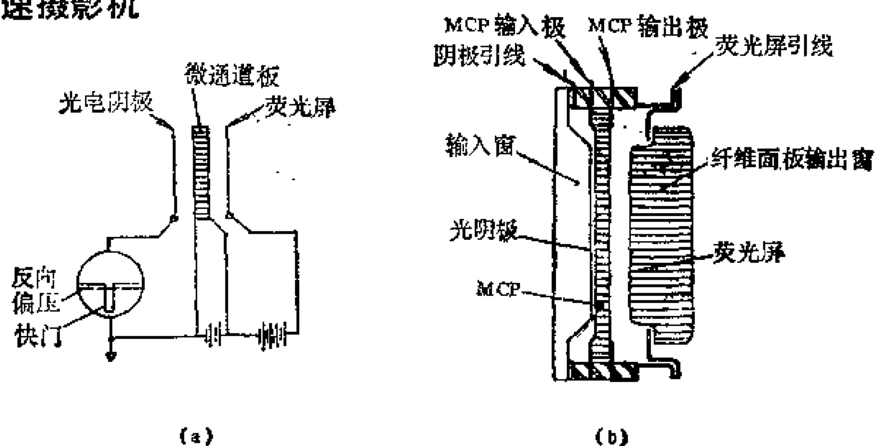


图 18-32　双近贴变象管

样，没有畸变，但是分辨率低。为了拍摄亮度低的目标，常在双近贴聚焦的微通道板象增强器的阴极与微通道板的输入面之间加一快门电压。图 18-32 是双近贴变象管及其控制方式。

五、多幅变象管高速摄影机

（1）以英国通用变象管为例（图 18-33）。（*a*）是变象管的结构图，在阳极和荧光屏之间的漂移空间有三对偏转板：加正弦波电压快门板和孔径板组成的电子快门，补偿板加同频率反相位的正弦波，以消除快门板可能引起的电子束在屏上的移动。如果在补偿波形上附加一个小的象移，则两次曝光形成的图象位于中心线的上下两侧。第三对板为偏转板，加一与正弦波同步的阶梯波形电压以保证第二次曝光完成之后在水平方向移动图象。图18-33(*b*)

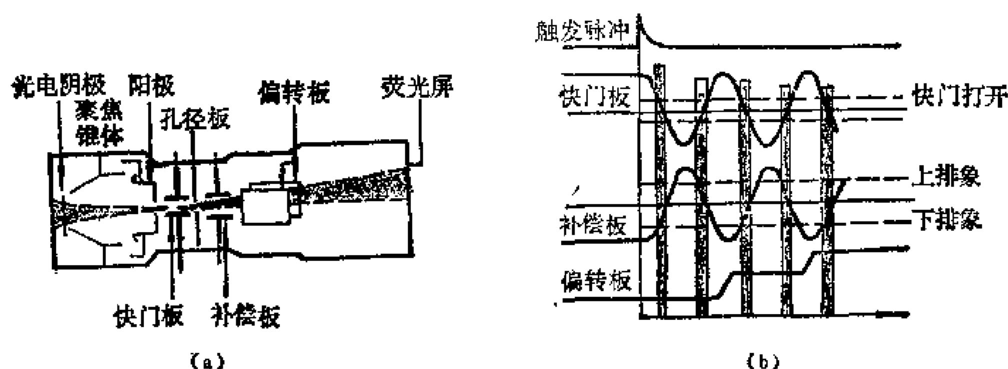


图 18-33
(*a*)通用变象管结构图；(*b*)各电压之间关系图。

为各电压之间的关系。第九届国际高速摄影会议上，休斯顿对这种管型进行了改进：不用快门板，只是在孔径门两侧各加一对偏转板，孔径板前的偏转板加锯齿波电压，另一对偏转板加线性斜坡形电压。这种管型再加上光束分裂器，已使拍摄频率提高到 6×10^8 幅/秒。

美国 RCA4449A 型、德国的 OBD1105 型变象管都是在光电阴极附近加一快门栅极，从而能更有效、更容易地控制变象管。

我国在 RCA73435 管型的基础上，研制了 JTG-305 型变象管，它主要由球面光电阴极环状快门栅、聚焦极、阴极、花样偏转器、荧光屏组成。美国人研制了分解型的多幅变象管，从而使分幅时间缩短到 100 微微秒（皮秒）。原理图如图 18-34 所示。由分解偏转板、狭缝孔径板、复原偏转板、荧光屏组成。

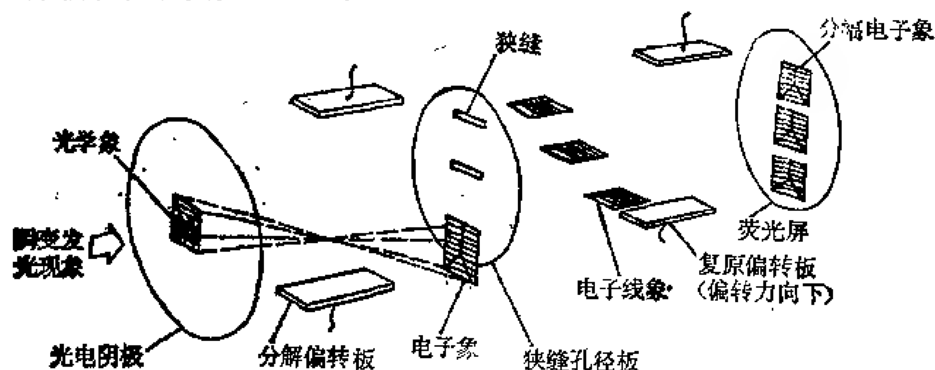


图 18-34　分解型多幅变象管原理图

主要多幅变象管高速摄影机，列于表 18-21。

表 18—21　多幅变象管高速摄影机

型　号	国家	管　型	分幅时❶序或摄影频率	单幅曝光时间	画幅(毫米)	画幅数	摄影分辨率(线/毫米)	增益	注
JTG-305	中国	JTG-305	5×10^6 1×10^4 f/s	40ns 30μs	8×8 8×8	6 6	3 8	>30	可作扫描用
LVE-1	苏联	PIM-3	2,4,8, 16;32 μs	0.2;0.4; 0.8;1.6; 3.2μs	6×6	9	10	16	双道系统
LVE-2	苏联	UM1-92sh	0.5;1,2, 4;10,20, 40,80μs	0.5;1.0; 2.0;4.0 μs	6×6	9	10	10^3	
LV-02	苏联	UM1-95	10,30, 100,300, 500μs	5— 100μs 可变	15×15	16	20		扫描可达 10^{-6}s
LV-03	苏联	UM1-93 UM1-92	0.15;0.3 1,3,10 μs	0.05,0.1 0.2,0.5, 1,2,2.5 μs	15×15	16	20		扫描可达 2×10^{-9}s
EOLV·ZIM	苏联	EOC ZIM		10^{-9}s	10×10	1—8	10	10^2	1—8个管子可用
ZOLV-ZIS	苏联	EOC-ZIS	10,20,50 100 200ns	5,10,15 20ns	10×10	4	10	15	
THN-500	法国	THX-423	500, 10^3ns	160, 370ns	φ15	9	15	10^5	
THN-510	法国	THX-446	50,100, 200,400, 600,800, 1000ns	20, 50ns	φ15	9	22	10^6	
TSN-520	法国	双近贴管	10,25, 50,100, 250,500, 1000ns	5ns	φ38	1	15	20	单幅
Imacon	英国	P856	10^5—6×10^7f/s	$\frac{1}{5}$分幅时间	15×15 15×12 15×10 15×7.5 15×6 15×5 15×3.75	8 10 12 16 20 24 32	10	10^3	扫描可达 10^{-9}s
Imacon-600	英国	P856和四级增强器	7.5×10^7 1.5×10^8 3×10^8 6×10^8 f/s	8,4,2, 1ns	15×15 15×10 15×7.5	6 10 15	3—5	10^6	扫描可达 10^{-11}s

续表

型　号	国家	管　型	分幅时序或摄影频率	单幅曝光时间	画幅（毫米）	画幅数	摄影分辨率（线/毫米）	增益	注
Imacon-790	英国	P856	10^4—2×10^7 f/s	—	13×16 18×7	6 14	10	25	扫描可达 1.5×10^{-9}s
MAGNACINE	英国	—	10^4—2.5×10^5 f/s	100ns	24×30	9	15—20	>10^4	磁聚焦磁偏转
STL-1D	美国	—	2×10^8 f/s	5ns	17×25	3	—	—	可扫描摄影
ABTRONICS-2HS	美国	—	10^8 f/s	50ns	ϕ62.5	1	—	—	—
ABTRONICS-5	美国	—	10^8 f/s	5ns	ϕ62.5	2	—	—	可多台组合使用
分幅摄影机	英国	PHOTOCHRON	4.8×10^9	90ps	10×10	3—6	10	—	—
Celer—500	法国	P-300-TBE	5，10，20，100ns		ϕ38	1	15	20	单幅
分幅扫描摄影机	苏联	UMI-92	—	5ns	ϕ25	1	10	10^3	扫描可达 2×10^{-12}s

❶分幅时序指画幅间隔时间序列；μs——微秒，ns——毫微秒，ps——微微秒，f/s——幅/秒，s——秒。

六、扫描变象管高速摄影机

图 18-35 是 Imacon 675/Ⅱ型高速摄影机。只要在扫描板上加上线性斜坡电压即可实现扫描记录。时间分辨率可达 1×10^{-12} 秒（采用 Kryton 电路时）。

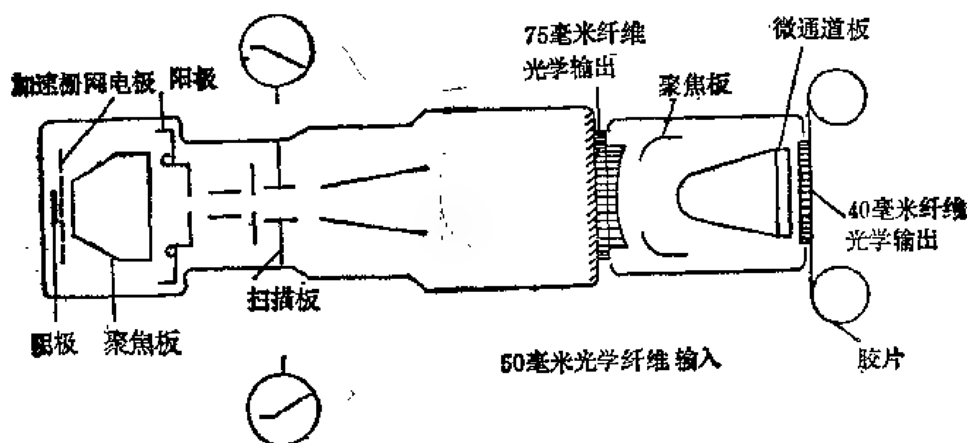


图 18-35　Imacon 675/型高速摄影机

近贴聚焦扫描管是一种新的管型，由于空间时间分辨率及动态范围方面的原因，目前已不采用。

主要变象管扫描高速摄影机性能列于表 18-22。

表 18-22　变象管扫描高速摄影机性能表

型　号	国家	扫描速度(千米/秒)	时间分辨率(秒)	光谱范围(埃)	摄影分辨率(线/毫米)	焦距(毫米)	备　注
FER-1	苏联	20—160	$(0.5—5)\times10^{-9}$	4000—13000	10	250—5000	
FER-2	苏联	20—5000	$(0.02—6)\times10^{-9}$	4000—13000	10—12	250—1500	
FER-3	苏联	0.2—60	$5\times10^{-6}—2\times10^{-8}$	4000—13000	15	70—715	
FER-5	苏联	0.5—75000	$2\times10^{-6}—10^{-11}$	4000—13000	10	100—700	
T-503	法国	100, 250, 500, 1000	10^{-9}	4000—13000	10	可换物镜	纤维面板输出
Imacon475	英国	—	10^{-11}	—	—	—	p855铍底金极
Imacon500	英国	—	5×10^{-12}	—	—	—	对单冲脉可达 2×10^{-12}秒
Imacon 675/II	英国	$10^{2}—10^{5}$	10^{-12}	—	9	—	
微微秒摄影机	苏联	$5\times10^{3}—3.3\times10^{5}$	10^{-12}	4000—13000	5—10	可换物镜	直线扫描
微微秒扫描仪	苏联	6×10^{5}	10^{-12}	4000—13000	0.2毫米(点象)	可换物镜	圆扫描

七、网格变象管高速摄影机

网格技术和变象管高速摄影机相结合，将会大大提高摄影频率。目前，已达到曝光时间短至 13 微微秒、拍摄频率达到 7.7×10^{10} 幅/秒，画幅尺寸 15×15 毫米²，空间分辨率 6 线/毫米。网格摄影的主要缺点是需要再现，即由无画幅记录一幅幅解码出来，目前已把电子计算机技术用于解码过程，大大简化了再现过程。

第七节　激光全息高速摄影[39-45]

一、概述

全息高速摄影的特殊性

进行高速全息记录时，由于物体的运动使物光和参考光的光程差改变，影响全息条纹的对比，如果在曝光时间内光程差的改变为$\frac{\lambda}{2}$，则条纹完全消失。所以，对于物体进行全息摄影时，要求激光光源要强、曝光时间要尽可能短。分析表明，运动方向非常重要，当物体沿光源和全息干板为焦点的椭圆切线方向运动，则物光和参考光的光程差改变最小，此时允许的最大速度（在曝光时间里条纹移动$\frac{1}{8}\lambda$）为

$$v_{max}=\frac{1}{4\tau}\sqrt{\lambda a}\frac{a}{b} \tag{18-59}$$

式中，a、b 为椭圆的两个半轴，τ 是曝光时间，λ 是波长。在最坏的情况下（运动方向垂直于椭圆的长轴），物体的最大允许速度 v 由下式确定

$$v=\frac{\lambda}{4\tau\cos\alpha} \tag{18-60}$$

α 是物体运动方向对物体-光源连线的夹角。

多幅高速全息摄影的编码方法

全息摄影的三个必要条件是具备参考光束、物光束和记录介质。要想获得多幅记录，只要采用任一必要条件的编码即可。

(1) 参考光编码

参考光用 R 表示，其表达式为

$$R=R(\mathbf{p})\exp[-i\mathbf{k}\cdot\mathbf{p}+i\phi(\mathbf{p})]$$

式中，$\mathbf{p}=\mathbf{p}(x, y, z)$，$R(\mathbf{p})$ 为 $\mathbf{p}$ 点的振幅，$\mathbf{k}$ 为波矢量，$\phi(\mathbf{p})$ 为传播路径中介质不均匀性所引起的位相变化。若底片面为 $z=0$ 的平面，则其波面方程为

$$R=R(x, y, 0)\exp[-i\xi x-i\eta y+i\phi(x, y, 0)] \tag{18-61}$$

这里，$\xi=\frac{2\pi}{\lambda}\cos\alpha$，是空间频率在 x 轴上的分量；$\eta=\frac{2\pi}{\lambda}\cos\beta$，是空间频率在 y 轴的分量；α，β 为波矢量的方向角。由此可得参考光编码的途径。

振幅编码 变化 $R(x, y, 0)$，即改变参考光束的位置。

波长编码 变化 λ，难以实现。

角度编码 变化 α，β。可采用声光偏转、电光偏转、转镜偏转和其他光学方法的偏转来改变 α，β，以实现参考光的角度编码。这种方法应用最广。

相位编码 变化 $\phi(x, y, 0)$，可在参考光中加移相板来实现。

(2) 物光束编码

自分幅编码 物体处于不同的位置时，物光束的振幅、位相都是变化的。这种编码方法对物体有一定的要求，物体应为狭长件。

物光束振幅编码 利用放在傅里叶全息图的物光路中的旋转光栏，旋转到不同位置时，对应不同的画幅。

物光束位相编码 每一张全息图，其光束都经过不同的漫射介质。

(3) 记录介质编码

每一幅全息图对应记录介质的不同部位，记录方式和一般高速分幅摄影机相似。这种办法易于实现。

二、转镜式高速全息摄影机[40]

这是用转镜偏转参考光的角度编码方法来构成多幅全息记录。图 18-36 中，1 是重复频率 5×10^4—2×10^5 赫的泡克耳斯盒所调制的 Q 开关巨脉冲红宝石激光器，2 是扩束器，3 是转镜，4 是分束器，5 是被研究对象，6 是反射镜，M_1—M_{10} 是固定反射镜，H 是全息干板。当转镜旋转时，参考光束依次经 M_1—M_{10} 以不同的角度（相邻参考光之间的夹角为 9°）反射到 H 上，物光束经 M_6 直接入射到 H 上，可得 10 幅全息图。再现时，用氦—氖激光器照明，拦去物光，转动转镜，则能顺序看到被研究目标的三维象。摄影频率 5×10^4—

2×10^5 幅/秒，曝光时间可到 30 毫微秒（即脉冲时间），脉冲能量 0.1 焦耳。

为了使转镜转动时，通过 M_1 到 M_{10} 时都能产生激光脉冲，激光的调制应和转镜的角位置同步。这是靠 M_1 到 M_{10} 下面的狭缝达到的。狭缝后面是光电倍增管，当一灯泡照明狭缝时，经光电管产生的脉冲送到公共脉冲放大器，再输入到泡克耳斯盒触发器，来控制泡克耳斯盒Q开关红宝石激光器，达到同步的目的。

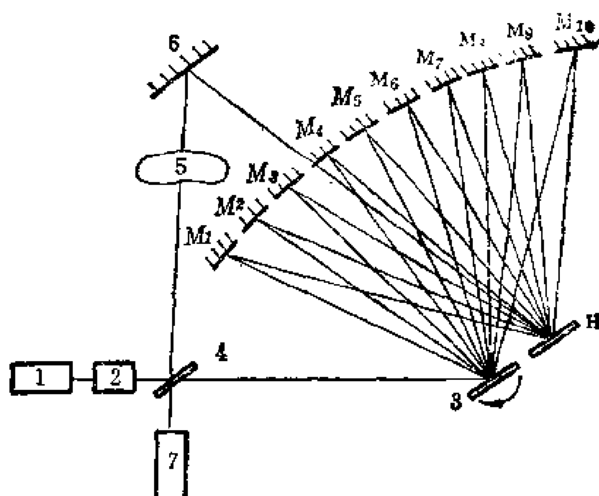


图 18-36 转镜式高速全息摄影机

三、相干快门微微秒全息摄影[41]

全息摄影中，如果相干长度相当短，以至可作为相干快门，则摄影频率可达到 3×10^{10}幅/秒。图 18-37 是其装置原理图。

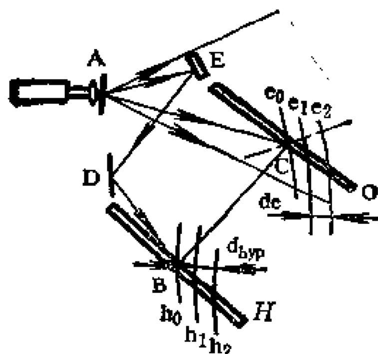


图 18-37 相干快门全息摄影原理图

一张全息图仅能记录物光束和参考光束的光程差小于相干长度的那部分物体，如果相干长度极短，那么一个大物体再现时，只能看到似零光程差的亮环和物体相交的部分。这个似零光程差的亮环是一个理想的椭球面，其焦点一是 A，一是 B。对于底片面 H 上的每一点都存在一个似零光程差椭球面，分别用 e_0，e_1，e_2……等表示。另一方面，若观察点沿着一个双曲面和底片面相交部分运动，则始终能看到同一物体的同一点。双曲面焦点一是 A，一是 C。对应着物体的每一点都存在一个似零光程差双曲面，分别用 h_0，h_1，h_2……来表示。

这种相干快门（参考光选通快门）的超高速摄影，能得到三维的连续记录。由于没有机械惯性和电磁惯性，摄影频率可达到很高、很高。这种方法可用来研究干涉计量、折射和衍射的瞬时动态特性，也可用来研究纤维光学和集成光学中光的行为，精心安排之后，还可用来研究激光核聚变。

四、高速实时全息干涉计量摄影[42,44]

实时全息干涉计量是基于再现物光波和变化之后的物光波的干涉。对于振幅型全息图，其相干波前 ψ_{Ao} 可表示为

$$\psi_{Ao}=[\alpha+\beta(O_0^2+R_0^2)]O_0\exp(i\phi_0')+\beta O_0R_0^2\exp[i(\phi_0+\pi)] \tag{18-62}$$

式中 α、β 为常数，O_0、R_0 为物光波和参考光波的振幅，ϕ_0' 是变化之后的物光波的位相，ϕ_0 是物光波的位相。对于位相型全息图，则相干波前 ψ_p 为

$$\psi_p=k\left\{(1-k^2O_0^2R_0^2)O_0\exp(i\phi_0')+kO_0R_0^2\exp\left[i\left(\phi_0+\frac{\pi}{2}\right)\right]\right\} \tag{18-63}$$

式中 k 是常数。

实时全息干涉计量的摄影易于实现高速。只要实时全息干涉装置上加上各种类型的高速

摄影机，即可实现。由于再现物光波的全息图要精确复位，因此，用液体门来耦合干涉装置和高速摄影机。图 18-38 是液体门工作原理图，图 18-39 是高速实时全息干涉计量摄影的光路图，图中扫描摄影机可是中速摄影机、转镜摄影机、变象管摄影机。

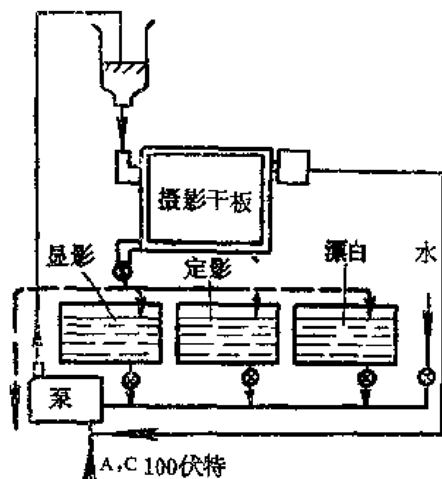


图 18-38　液体门

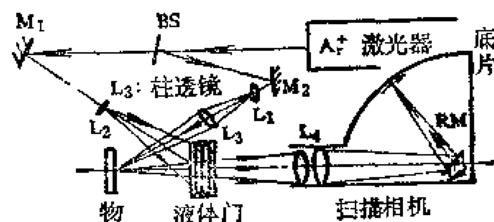
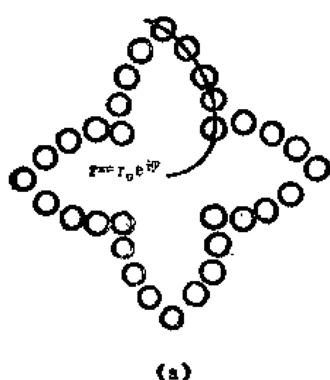
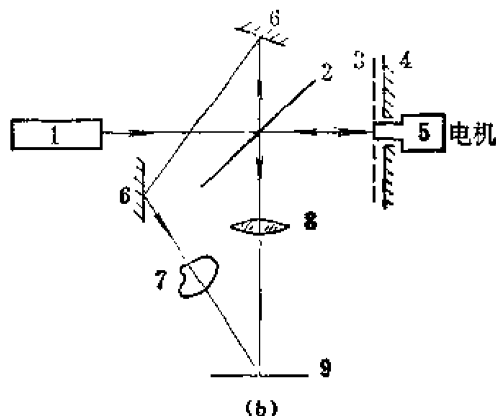


图 18-39　高速实时全息干涉计量摄影光路图

五、一种可实现多幅全息干涉计量的摄影装置[43]

目前尚未看到直接给出多幅双曝光全息干涉图的报导，但是，事后再现时实现双曝光式的全息干涉都是可能的。图 18-40 给出了这种装置的原理图。图 (*a*) 是分幅板，有 8 组按阿基米德螺线排列的小孔阵列。图 (*b*) 是装置示意图，1 是声光调制的红宝石激光器，3 是


(a)



(b)

图 18-40　多种全息干涉计量装置原理图

分幅板，5是马达，7是被研究目标，9是全息干板，分幅板经透镜 8 成象在全息干板上。激光器可发出 5 个脉冲时间为 0.5 微秒的脉冲序列，重复频率1×10^4赫。摄影时，分幅板的转速和脉冲的重复频率相匹配，目标的引爆和激光脉冲要同步。再现时，任意两个瞬态都可干涉。

六、记录介质编码的两种简易方法

利用傅里叶变换全息图的高速摄影

球面波或平面波照射被摄物体时，经透镜的傅里叶变换后，其物波因子仍然保持在变换后的光场分布内，这个物波因子就是傅里叶变换全息图中的物波，和参考光束相干涉就形成了傅里叶全息图。典型的傅里叶全息图，要求全息图平面上是物体和参考光源的复振幅分布的傅里叶变换，这时物体和参考光应在透镜的前焦面上。傅里叶变换全息图的……

可采用记录介质编码的方法实现多幅记录。只要相干图成在高速转动的记录介质上就可以了。装置如图 18-41 所示。图中，*BSM* 为分束器，*O* 为被摄目标，*H* 为旋转的记录介质，光栏 *B* 限制参考光束的孔径以和物波光斑相匹配。

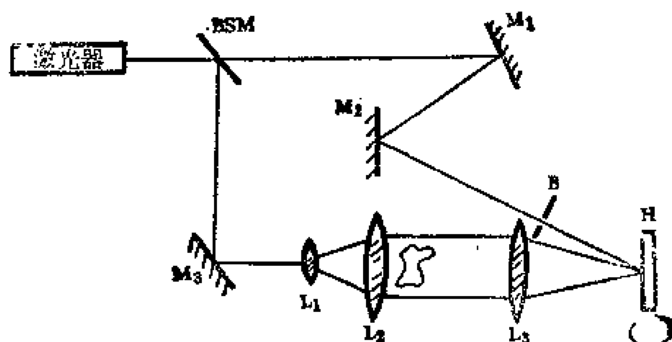


图 18-41　高速傅里叶变换全息摄影系统图

激光产生空穴的多幅高速全息摄影[45]

图 18-42 中，红宝石激光器击穿水而产生空穴，另一红宝石激光器发出一列光脉冲，经分束器分成物光束（经散射照明拍摄目标）和参考光束。为了得到多幅记录，记录介质前面放置有小孔的旋转圆盘，圆盘速度应能保证每张全息图记录在底片的不同位置上，因而受到小孔的排列方式和脉冲重复频率限制。

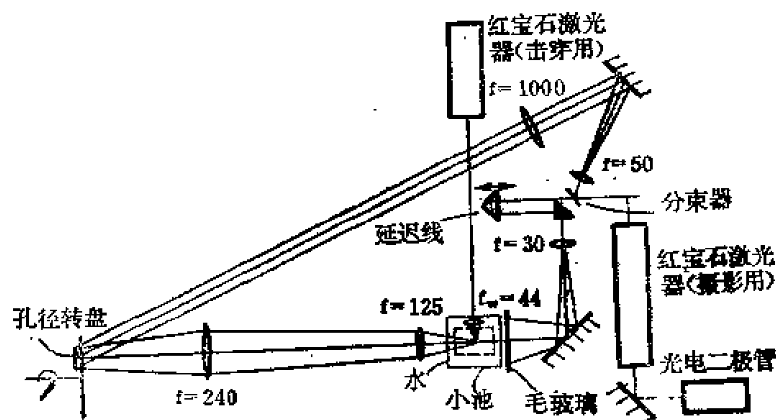


图 18-42　激光产生空穴的高速全息摄影

七、高速全息摄影用光源

高速全息摄影所用激光光源的要求：

①有一定的相干性，激光脉冲的相干性要和其功率一块考虑，一张全息照片所能拍摄物体的大小是受相干长度限制的。

②激光脉冲要尽可能短，目前，多在 20 毫微秒到 35 毫微秒之间。

③脉冲序列。为了多幅记录，特别是 100 多幅以上的记录，采用序列脉冲激光器才能便于分析动态发展的过程。

目前多采用红宝石激光器，参看表 18-23。

表 18—23　高速全息摄影用频闪激光器

激光晶体	调制元件	脉冲时间(毫微秒)	脉冲间隔(微秒)	脉冲个数	波长(埃)	单脉冲能量(毫焦耳)
红宝石	旋转反射镜	35	6×10^3	400	6943	1
红宝石	克尔盒(20kv)	20	10	300	6943	200
红宝石	泡克耳斯盒	30 (10—40)	3	100	6943	1
红宝石	泡克耳斯盒	25	50	10	6943	18

第八节 特种高速摄影

某些特殊的摄影条件、特殊的拍摄目标、特殊的摄影要求，都要求特种的高速摄影。

一、高速显微摄影

高速显微摄影的特殊问题[54]

高速显微系统用于记录小的、快速运动的目标。当显微系统的放大率增大时，目标象的速度也增大，曝光时间要缩短；另一方面，象面照度按放大率的平方减弱。如果考虑到这两个方面，则光源的亮度要与放大率的立方成比例增加。

放大率增大时，景深Δ就会很快降低

$$\Delta=\pm\frac{1}{2NA'\beta^2} \tag{18-64}$$

式中β^2是高速显微系统的纵向放大率，N是记录介质的分辨率，A'是物镜的数值孔径。

另外，使用强烈的照明，必须考虑被摄目标因照明温度上升而引起的变化。

高速显微系统的有效放大率β，可写成

$$\beta=\frac{2A'}{\lambda N} \tag{18-65}$$

式中，λ是光波波长。

高速显微摄影中的显微系统

为了把微小物体放大的象成在感光层上，有四种方案（参阅第五章第八节和第十九章有关节）：

①从目镜出射平行光，显微镜和高速摄影机的物镜相耦合，这时系统的放大率

$$\beta=\frac{160}{f_{ob}}\cdot\frac{f_o}{f_{oc}} \tag{18-66}$$

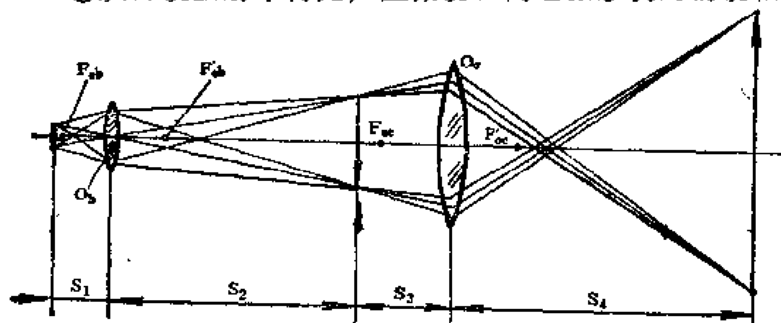
式中，f_{ob}和f_{oc}分别是显微物镜目镜的焦距。这种耦合法，原理简单，但系统中的剩余象差增大。

②只用显微镜作为高速摄影系统的物镜，感光层放在物镜所成象的平面上。这种方法虽简单但象质不好，其放大率β为

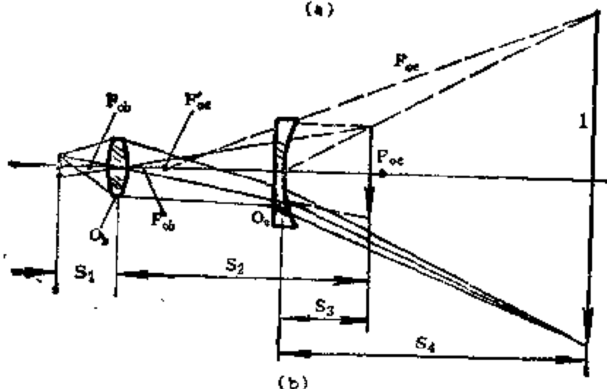
$$\beta=\frac{160}{f_{ob}} \tag{18-67}$$

③显微镜的非标准使用（例如目标远离物镜才能在感光层中得到象），这时象质变坏。

④显微镜的光学系统完全保留，感光层上的象通过移动目镜得到。这时有两种投影情况：用



(a)



(b)

图 18-43 两种实用的显微系统

正投影目镜（图18-43a）和用负投影目镜（图 18-43b），这时的系统放大率 β 为

$$\beta=\beta_{ob}\beta_{oc} \tag{18-68}$$

式中，β_{ob} 是物镜放大率，β_{oc} 是目镜放大率。

高速显微摄影装置

为了在感光层上以很高的频率记录下被研究过程的放大象，就需要将显微摄影装置和高速摄影机以应有的形式结合起来。一般说来，在高速显微摄影中，由于感兴趣的是被研究过程的细微机构，故多采用分幅摄影，当然如有必要也可得到扫描记录。显微摄影装置可以和各种高速摄影机相结合，以实现高速显微摄影，但是，显微摄影装置和高速摄影机必须是光瞳共轭、物象共轭，即显微系统的入瞳是高速显微摄影系统的入瞳，显微镜的象面应位于高速摄影机的任何一个中间象的平面内。装置分为：

①显微放大系统和典型的高速摄影机相结合，或者高速摄影机的物镜由显微物镜所取代。

②C-P型高速显微摄影装置。网格摄影机由于易于实现高速（SFR-2 型摄影机可达 1.5×10^{6} 幅/秒），和保证足够大的光力，所以特别适于高速显微摄影。图 18-44 就是网格高速显微摄影装置的原理图。图中 1 是高速变化的微小物体，经透镜 3 成象在网格 5 的平面上，干板 6 上构成物体的网格象。干板以很大的速度移动，使网格象扫描，可达到 2.5×10^{4} 幅/秒的摄影频率。SFR-2，SFR-2M，SFR-P 都可作高速显微镜摄影之用。

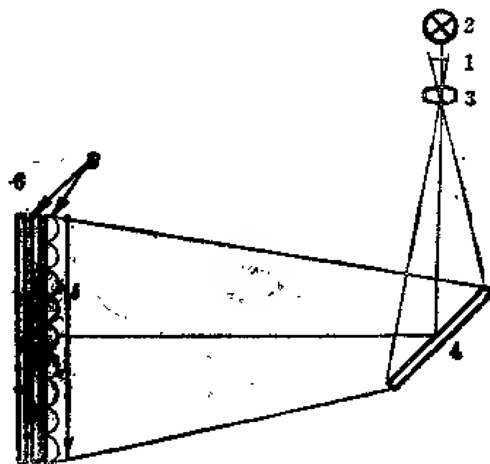


图 18-44　网格高速显微摄影系统

高速显微摄影并不是一个新的领域，但是它既没有达到理想极限，也没有满足对微观和亚微观动态过程观察的需要。高速显微摄影的发展将首先促进动态材料强度、断裂机理、磁学等的发展。

二、高速立体摄影

立体视觉和立体摄影

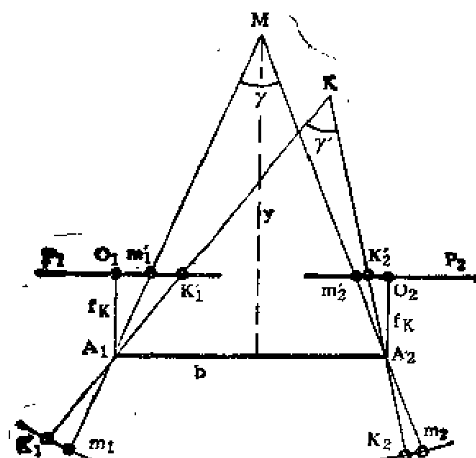


图 18-45　立体视觉示意图

图 18-45 是说明立体视觉的示意图。视差角 $\gamma=\dfrac{b}{y}$，线视差（生理差）为 $|\widehat{k_1m_1}-\widehat{k_2m_2}|$，眼睛的基线 b，立体视觉分辨率 $\Delta\gamma$，人眼是10″—30″，体视半径（立体视场的半径）

$$y_{max}<\frac{b}{\Delta\gamma}$$

望远镜的体视半径

$$y'_{max}=y_{max}kv \tag{18-69}$$

式中，k 是望远镜和人眼两者基线之比，v 是望远镜的放大倍数（参阅806—809页有关段）。

立体摄影不仅可以得到物体的空间模型，而

且可以测量该物体各个重要点和单元的三个坐标。为了根据照片测定被研究空间中点的坐标，必须已知摄影瞬间决定照片位置的参数，即定位诸元（内定位诸元、外定位诸元）。

野外爆破的高速立体摄影，国外有人推导了直接线性变换公式[46]：

$$
\begin{cases}
x+\dfrac{L_1X+L_2Y+L_3Z+L_4}{L_9X+L_{10}Y+L_{11}Z+1}=0 \\
y+\dfrac{L_5X+L_6Y+L_7Z+L_8}{L_9X+L_{10}Y+L_{11}Z+1}=0
\end{cases}
\tag{18-70}
$$

式中 x，y 是坐标判读仪读出的由任意点为原点的象点坐标，L_1，$L_2\cdots\cdots L_{11}$ 是摄影的外方位元素、摄影机焦距及各项误差的改正函数，X，Y，Z 是待定点的物空间座标。根据已知点（最好有 8—10 个）的坐标，采用多元回归，求解出 11 个 L 系数，用迭代法求解 X，Y，Z。

立体摄影有四种方法：

（1）会聚摄影法　同一平面两光轴会聚；

（2）平行摄影法　两光轴平行；

（3）垂直摄影法　两光轴垂直基线；

（4）垂直会聚法　一光轴垂直基线，两光轴仍相交。

垂直摄影法最为简单，但高速立体摄影中目标视场小，所以多采用垂直会聚法。

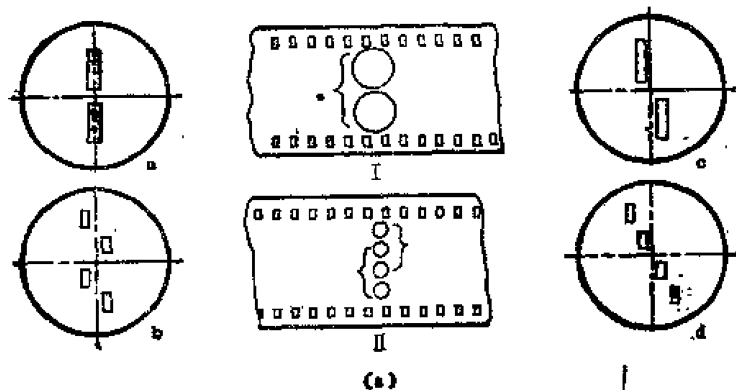
高速立体摄影

当在两个选定的位置上进行高速瞬逝过程的立体摄影，因为目标是高速变化的，其必要条件是构成立体象对的两张照片同时曝光，实现高速立体摄影的办法有四种：

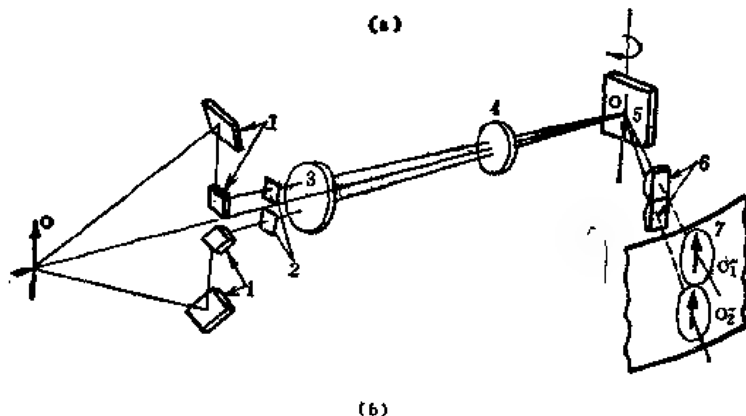
①用两台具有同一频率、同步工作的高速摄影机工作。同步可用机械的办法，也可用电的办法达到。当然，若频率不同，则可用差频的办法得到其重复频率远低于单机工作频率的立体象对。目前多用时标方法。

②用分割视场的单台高速摄影机完成，这时要有立体附件。

③多通道系统——立体附件和具有双排（或者四排）排透镜的高速分幅摄影机相结合。这种方法易于实现高速立体摄影，只是高速摄影机的多通道光栏要作相应的改变——所形成的立体象对要同时曝光。图18-46（a）是适于高速立体摄影的多通道光栏，图18-46（b）是高速立体摄影的系统图。图中，O 是被摄目标，经反射镜组 1 和多通道光栏 2，被物镜 3 和透镜 4 成象在转镜附近，再经过排镜 6，成象于



(a)



(b)

图 18-46

（a）立体摄影多通道光栏；　（b）高速立体摄影示意图。

底片面上，O_1''和O_2''是立体象对；同时，光栏2经透镜4成象在排镜6的附近，当转镜扫描时，起到分幅和快门的作用。苏联SFR型高速分幅摄影机配备了基线可变的立体附件（200，500，800毫米）。

摄影基线的最佳值取决于所要求的立体效应和座标的精度。对于垂直摄影法，其最佳基线方程可表示为

$$B = \frac{\Delta y p^2_{max}}{\Delta p f} \tag{18-71}$$

式中，Δy 是座标测量的允许误差，Δp 是测量水平视差时的工具误差，p_{max} 是水平视差的最大值，f 是摄影机的焦距。

4．高速立体网格摄影

利用网格摄影机，易于实现立体摄影。图18-47为立体网格摄影系统的示意图。物镜1通过光栏孔 n 和 m 把物体成象在网格板2附近，A'_m、A'_n 又通过网格板的微透镜在记录介

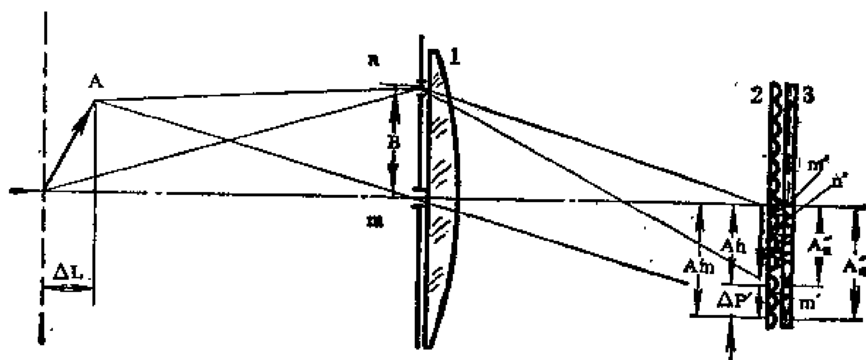


图18-47 立体网格摄影原理图

质上成受 A'_m、A'_n 调制的网格象 A''_m、A''_n。物体 A 的深度为 Δl，基线为 B，相应于网格平面上的水平视差是 $\Delta p'$，所记录的 A''_m 和 A''_n和立体象对相对应。

目前可实现高速立体网格摄影的摄影机有两种：RKD-2S双圆盘网格摄影机，摄影频率 10^5—2×10^5 幅/秒；SFR-RS高速网格摄影机，摄影频率 10^5 幅/秒。

三、高速光谱摄影

光谱仪器分为三类：通过目视进行光谱观察的分光镜，用照相材料记录光谱的是摄谱仪，及用光电接收并自动记录的光谱计。本文讨论第二种，即用高速摄谱仪进行瞬时光谱的摄影。

光谱仪的基本特性

光谱仪的基本特性（色散、分辨率和光力）取决于其色散结构，而色散元件有棱镜和衍射光栅。

（1）对于棱镜为色散元件的光谱仪

角色散

$$D_\phi = \frac{d\phi}{d\lambda} = \frac{2\sin\frac{\alpha}{2}}{\left(1-n^2\sin^2\frac{\alpha}{2}\right)^{\frac{1}{2}}}\frac{dn}{d\lambda}$$

线色散

$$D_l = \frac{dl}{d\lambda} = f' \frac{d\phi}{d\lambda}$$

分辨率

$$R = \frac{\lambda}{d\lambda} = t\frac{dn}{d\lambda}$$

上面诸式中，$\frac{dn}{d\lambda}$是棱镜材料的色散，α 是棱镜的折射角，n 为棱镜折射率，f' 为光谱仪物镜的焦距，t 是棱镜的底边长。

(2) 对于衍射光栅为色散元件的光谱仪

角色散

$$D_\phi = \frac{d\phi}{d\lambda} = \frac{k}{b\cos\phi}$$

分辨率

$$R = kN$$

上面式中，k 为衍射级数，b 为光栅狭缝的宽度，N 为光栅每毫米的线数。

(3) 光谱仪器的光力和光谱照度

对于连续光谱

$$E = E_0 \frac{f_1 b_0}{f_2^2 \Delta\phi}$$

对于线光谱

$$E = E_0 \left(\frac{f_1}{f_2}\right)^2$$

式中，E 为狭缝象的照度，E_0 为狭缝的照度，b 为狭缝宽度，$\Delta\phi$ 为连续光谱给定区域的角度值，f_1、f_2 分别为准直管和摄影机的焦距。

(4) 时间分辨率

和一般的摄影机相同：对于扫描摄谱仪，等于狭缝象通过本身宽度的时间，对于分幅摄谱仪，等于曝光时间的倒数。

高速扫描摄谱仪（又名光谱计时仪）

高速扫描摄谱仪有两个相互垂直的狭缝：光谱狭缝和时间狭缝，两者结合可记录下光谱图形随时间的变化。扫描摄影仪可和变象管象增强器相结合使用，有三种方案来安置时间狭缝：时间狭缝靠近感光层放置，缺点是不能得到足够高的时间分辨率，而且产生视差和使光谱图象变粗；时间狭缝和光谱狭缝重合，这种方法简单，且易于达到高的时间分辨率；时间狭缝放在中间光谱平面内。若按扫描的方式分，高速扫描摄谱仪可分为三种类型：

(1) 输片式高速扫描摄谱仪。

(2) 鼓轮式高速扫描摄谱仪，底片敷在内鼓上。苏联研制的 SP-142 型能达到的指标：光谱区域 2200 埃到 6500 埃，线色散 3 埃/毫米—20 埃/毫米（配有三种衍射光栅），光谱分辨率 0.15—1 埃，时间分辨率 10^{-7}秒。

(3) 转镜式高速扫描摄谱仪[47]。

利用转镜扫描可以大大提高时间分辨率。苏联研制的 SP-111 型高速等待扫描摄谱仪、

中国研制的D36高速等待扫描摄谱仪都有较高的水平。图 18-48 是 D36 型摄谱仪的系统图。图中，主物镜 1 到照相物镜 9 是光栅摄谱仪，反射镜 10 到底片 12 是转镜式高速扫描摄影机的暗箱部分，2 为时间狭缝（水平狭缝），4 为光谱狭缝，9 为离轴9°的抛物面，8 是光栅，11是三面体转镜，12是底片面，13是反射镜，供定标用。D36 的主要性能指标：光谱范围4000—8000 埃，光谱分辨率（摄影）0.8—15 埃，平均色散 17 埃，扫描速度 1—1.26 毫米/微秒。

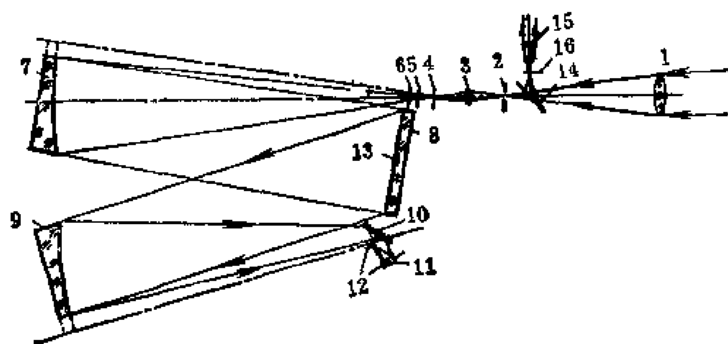


图 18-48　D36 型高速摄谱仪系统图

高速分幅摄谱仪（电影摄谱仪）

有一些特殊的、非典型的高速分幅摄谱仪，分幅的形成是靠时间狭缝的周期性扫描完成的。更多的高速分幅摄谱仪是靠高速分幅摄影机和光谱头相结合。苏联人基于 *SFR*-1 摄影机和 SP-78 光谱头，研制了 SFR-KSP-78 高速分幅摄谱仪（图 18-49）。图中，3 是光谱缝，位于准直物镜的焦面上，5 是光栅，6 是光栏。光谱先成象在转镜 9 附近，继而成象在底片 12 上。主要性能：光谱范围 3900 埃—6600埃，光谱长度 28毫米，和画幅尺寸 10×10 毫米相对应的光谱间隔 800 埃，线色散100埃/毫米，画幅数60张，最高摄影频率 6.25×10^5 幅/秒。

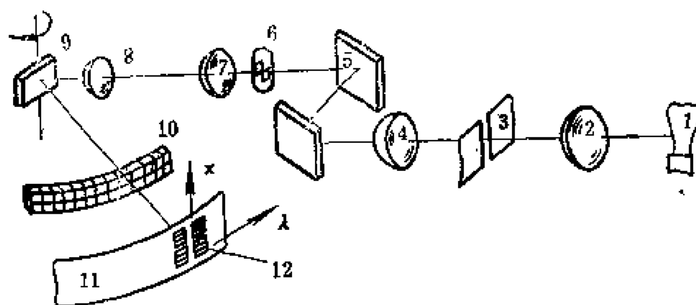


图 18-49　SFR-KSP-78 型高速分幅摄影系统图

四、闪光高速摄影

在高速摄影中，为了对不发光或者发光甚弱的目标进行高速摄影，就必须有照明光源；同时，为得到优质的摄影记录，要求闪光的时间要尽可能短、闪光的强度尽可能高。当然，在多幅记录中，闪光摄影易于实现快门功能和分幅功能的各自独立。

（1）在单张照片上单次曝光和重复曝光法

这要求有好的频闪光源。西德弗吕格尔公司生产的施特罗博肯系统较先进，重复频率可达 10^5 次/秒，闪光时间 1 微秒，闪光能量 1—10焦耳。

（2）克兰兹-沙尔丁摄影法（简称 C-S 法）

这种方法虽有40余年的历史，但至今仍广泛用于高速摄影中，特别用于对非均匀介质的高速阴影摄影中，C-S法摄影原理如图18-50 所示，图中 1 是光源部分，包括几个闪光光源，可顺序闪光，2 是透镜，3 是被摄目标，4 是几个照象物镜，5 是摄影底片。这种摄影的快门功能和分幅功能是各自独立的，可得到高质量的照片，视差是这种摄影机的主要缺点。这种摄影一直得到发展。

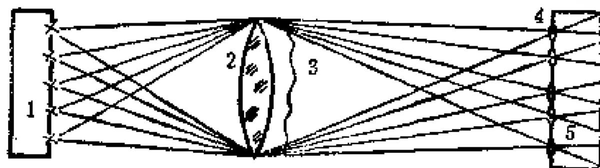


图18-50　C-S法高速摄影原理图

西德脉冲物理公司生产的Chronolite-8型C-S装置，可得到8幅摄影频率从10到10^6幅/秒，曝光时间80—200毫微秒的照片。增加时间间隔控制器可控制闪光的时间，增加速度相关延迟器，可确保精确同步。激光器也用于C-S法摄影。

(3) 扫描多幅闪光摄影

扫描摄影机（输片式或者扫描式）和频闪光源相结合就可实现多幅分幅摄影。这时曝光时间（闪光时间）τ 由底片的空间分辨率 N 和记录介质和象的相对扫描速度 V 决定（没考虑目标本身的运动速度），即

$$\tau = \frac{1}{NV} \tag{18-72}$$

画幅间距 b

$$b = Vt_f \tag{18-73}$$

式中，t_f 为两相邻闪光间隔时间。

序列脉冲激光器已用于这种摄影。不同的扫描速度，要配备不同的激光器。摄影频率小于2×10^4幅/秒，用金属蒸气激光器（铜蒸气、锰蒸气激光器之类）较为理想，只是单个脉冲的能量难以超过一个毫焦耳。摄影频率10^4—10^6幅/秒，采用固体激光器。采用Q开关技术可得到脉冲时间小于10毫微秒的脉冲，采用腔倒空技术，可得到1毫微秒的脉冲，采用锁模可得到小于10微微秒的脉冲。

五、射线（X射线、电子束和中子束）高速摄影

发生在不透明介质内部的高速现象，或被火、烟、雾、尘埃所笼罩的高速现象，要用射线高速摄影。射线高速摄影，可用X射线、电子束、中子束进行。X射线穿透力强，用来拍摄高密度、大物体，电子束的电子衰减系数要比同能级的X射线高10万倍，适于拍摄低密度、小物体。

X射线摄影[48]

高速X射线摄影与一般的X射线摄影相比，其主要差别是：①高压电源必须是毫微秒脉冲；②X射线管要有很高的总电流。实现高速X射线摄影的核心部件，一是脉冲X射线管，多为两极式冷阴极场发射管（分为多尖阴极管和刀边阴极管）；二是高压脉冲发生器，要产生几千伏到数兆伏的高电压要用倍增系统，如玛克斯发生器、布卢姆莱因线脉冲发生器．由于一般底片只对软X射线吸收曝光，所以X射线高速摄影中，为了得到清晰的照片，对阳极锥直径 d 和曝光时间 t 有一定的要求：

$$d \leqslant \frac{1}{N(\beta-1)}$$
$$t \leqslant \frac{1}{0.7vN\beta} \tag{18-74}$$

式中，β 是横向放大率，即阴影象和物体之比，多采用1.1—1.5，N是要求的摄影分辨率，v 是被研究过程的速度。射线高速摄影分为两类：

(1) 单幅摄影

用于研究能很好重复的高速过程。高速过程的开始和发出X射线二者的时间间隔可变，可拍摄不同瞬时的情况。国际上，单幅曝光时间小于10^{-7}—10^{-9}秒，X射线的硬度，从60千伏（可研究灰尘、烟雾下的小目标）到2.3兆伏（能穿透2.5厘米厚的钢板而进行有效的摄

影）；若用直线加速器，X射线的硬度可到7兆伏，能穿透15厘米厚的钢板。

（2）多幅摄影

频率可达10^6幅/秒。单管频闪X射线的能量弱，所以多用多管。多管有两种使用方法：

①大范围内多台高速X射线摄影机联合运用，如图18-51所示。弹道学的研究中，在子弹运动的路径上，根据穿透厚度的不同要求，分别放几台设备，中间由同步机联接起来拍摄。

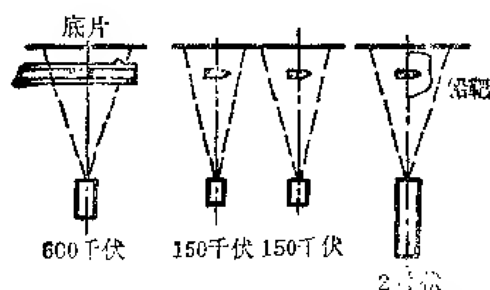


图18-51　多台X射线摄影机并行联用

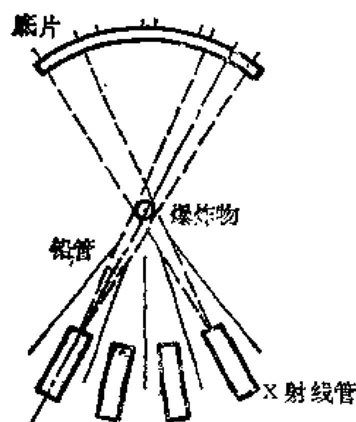


图18-52　多台X射线摄影机会聚联用

②如果高速过程的范围很小，则用几个管子对准一个目标，如图18-52所示。

我国研制了两种型号的X射线高速摄影装置（见表18-24）

表 18-24　5000千伏、1兆伏X射线摄影机技术指标

性能 \ 型号	I	II
脉冲电压(千伏)	400	10^3
脉冲电流(安)	4×10^3	4×10^{-3}
脉冲宽度(秒)	40×10^{-9}	40×10^{9}
X射线强度(毫伦)	20(单次脉冲，一米处)	30—40(单次脉冲，一米处)
X射线穿透(毫米)	钢，20—30(单次脉冲，一米处)	钢，80—90，铸铁，100(单次脉冲，一米处)
X射线焦点(毫米)	直径<5	直径<5
X射线管寿命(次数)	≥100	≥100

电子束摄影和电子束荧光摄影

利用电子束摄影，适于拍摄低密度物质，可得到对比好、分辨率高的照片。电子束摄影的曝光时间已到10^{-9}秒，能分辨小于20微米的微粒。

利用电子束产生荧光进行摄影的方法叫做电子束荧光摄影。有些物质受电子轰击时会发生荧光，若摄影目标不属此种物质，可在目标上涂以荧光物质。

美国研制的Fexitron 706型设备可同时进行X射线摄影、电子束摄影和电子束荧光摄影（图18-53）。脉冲电子管1发出的电子束由钨光栏2准直，并产生射线，铅光栏3对X射线准直。目标4是两块铜板，铜板上涂有荧光物质，在电子束作用下发出荧光。5是反射镜，6是摄影机，记录可见光。7是β射线摄影胶片，8是X射线摄影底片，9是吸收电子的

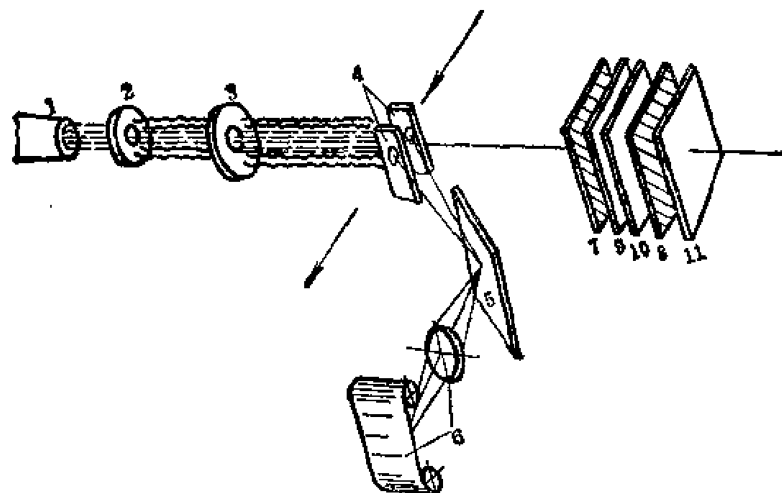


图 18-53　Fexitron 706 型设备原理图

铅防护屏，10和11是增感屏。这样一来，三种摄影都能得到。

超辐射摄影

电子束激励半导体材料，可产生超辐射光。这种光源有脉冲时间短（1—10 毫微秒）和功率大的优点。用能量为260千电子伏、电流密度为20—1400安培/厘米^{2}的电子束激励硫化镉半导体，在波长532毫微米处（线宽6毫微米）得到了 200 千瓦和 2 毫微秒脉冲时间的光脉冲。发射的光脉冲和硫化镉样品的温度很有关系。第九届国际高速摄影会议上有文章报导，用600千伏的电子束能得到 12 兆瓦的光功率，超辐射光的靶是很多小晶体组成的薄圆盘，超辐射光既不相干也不平行。辐射光的波长随半导体靶的性质不同而变化，硫化锌在345毫微米，硫化镉在 735 毫微米处。

中子束摄影

对 X 射线而言，吸收系数和原子序数成正变化，和 X 射线光子的能量成反变化。中子遵循的吸收规律和 X 射线大不相同，因而对某些材料，用 X 射线探测很困难，而用中子束却可以观察到。中子遵循的吸收规律为

$$N = N_0 \exp(-\Sigma x) \tag{18-75}$$

式中 N_0 是入射中子数，N 是通过厚度 x 后的中子数，Σ 是物质的吸收系数。Σ 随入射中子的能量和原子序数的变化是没有规律的。对于高能入射中子（10千电子伏到 2 兆电子伏）与物质的作用基本是弹性碰撞，不随 z 变化；对于低能中子（小于 1 千电子伏），特别是对热中子和亚热中子，对不同的物质 Σ 有很大的变化，Σ 随原子序数的变化很不相同。金属硼和镉是很强的吸收体，含氢的某些化合物是强吸收体，铝、镁和铅、钠的吸收系数几乎相等。用中子束摄影可以观察到放在金属外壳里的含氢有机物质（塑料、炸药等）。

（1）中子束摄影（常规）

中子源通常有四种：①反应堆，是最好的中子源，但不能经常在反应堆附近作中子束摄影；强度 10^5—10^8 个/厘米^2·秒。②粒子加速器，用加速的氘核（d）打靶，发生核反应而产生中子。常用的反应是 d-D 反应（$^2H(d\cdot n)^4He$ 和 d-T 反应（$^2H(d\cdot n)^3He$。氘核能量范围在 300—500 千电子伏时，d-T 反应出现最大值。这些反应出来的都是快中子，应通过一层水或者石腊，形成热中子。有效热中子通量 10^4—10^5 个/厘米^2·秒。③铍原子被放射物质发出的 α 粒子、γ 粒子轰击也发出中子，用 6000 居里的Sb-Be源发射的热中子通量为 5×10^4 个/厘米·居里。④自然裂变放射性中子源锎，发射中子达到 2.3×10^9 个/微克。

中子图象的探测有两种方法。直接探测法，把底片放在两个含有一定量的硼或锂同位素的荧光屏之间。这种办法需要的积分通量相当于 10^7 个/厘米^2，但缺点是对 γ 射线太灵敏。用转换曝光的方法可以克服这个缺点，中子激活金属屏（金、铟或镝），曝光后与底片接触。这种方法的灵敏度较低，需要的热中子通量为 10^8—10^9 个/厘米^2。中子通量不足可以用

亮度放大器与合适的荧光屏的组合来补偿。

(2) 闪光中子束摄影

研究高速现象，要研制脉冲中子发生器。为了得到和探测器水平相一致的中子通量，需要在 10^{-6} 秒内，在 4π 立体角内发射 10^{12}—10^{15} 个中子。只有用快速中子才便于观察高速现象。虽然有不同类型的脉冲中子发生器，但是等离子体聚焦装置似最有前途。这种装置是基于高能电容器在两个同轴电极之间放电，电极间充有压强为10毛的氘。一旦开始放电，电流产生很强的磁场把放电通道推向前方，使等离子体压缩在中心电极的顶部。60千焦耳的设备在100毫微秒内能产生能量为2.5兆电子伏的中子 10^{19} 个，已用于闪光中子束摄影。直接由快中子形成的图象，用亮度放大器和灵敏度达 10^4 个/厘米^2 的塑料闪烁体组成的光电系统接收。

六、高速阴影摄影[51]

高速阴影摄影、高速纹影摄影和高速干涉摄影，都是用来确定透明介质折射率的变化的，藉助于适当的设备，把折射率的变化转变为屏幕或者照相干板的照度变化。光线通过不均匀介质时，要发生线偏移、角偏移和光程差。阴影法记录光线的线偏移量，纹影法记录光线的角偏差，干涉法记录光程差。

(1) 高速阴影摄影的原理图

见图18-54，光源 s 经聚光镜 O_1 成象在点光栏 D，经反射镜 M_1 成平行光通过被研究介质Q，Q 经反射镜 M_2 和物镜 O_2 成象在屏幕 P上，P 可以是高速摄影机的物面，也可以是高速摄影机的成象面。

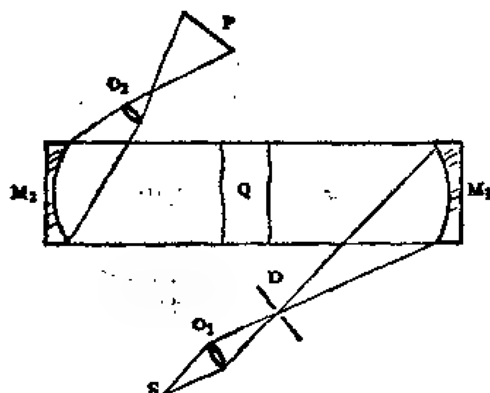


图18-54 高速阴影摄影原理图

(2) 阴影法不仅可用以研究在某一任意方向上的折射率变化，而且可以完整地研究全部不均匀性。阴影图上的照度变化 $\triangle I$ 可写成

$$\triangle I=k\int_{z_1}^{z_2}\left(\frac{\partial^2 n}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 n}{\partial y^2}\right)dz \tag{18-76}$$

式中，k 为常量，x、y 为垂直于照明光线平面上的座标，z 为光线上的座标。阴影法可以确定折射率的二阶导数。它只对折射率的显著变化敏感，阴影法有两个主要特色：一是用点状光源，二是方法简单，并可获得大尺寸图象，适于研究强冲击波现象，或非常迅速变化的过程。

(3) 阴影装置和高速摄影机可构成高速阴影摄影装置，但是必须加辅助系统。因为最佳匹配要具备两个条件：一是阴影装置的试验目标要能在胶片上充满，二是阴影装置的出瞳在相机排镜上成象要充满排镜光栏，即要有一定的物象放大率和光瞳放大率。分析表明，若阴影装置的灵敏度 $S=f'/a$（f'，a 分别是阴影装置的焦距和出瞳宽度），那么，所能获得的画幅尺寸 b、排镜对底片的相对孔径 A（影响衍射分辨率）和阴影装置的灵敏度 S 三者的乘积仅仅与阴影装置的通光口径有关

$$bAS=D \tag{18-77}$$

辅助系统的光学设计，只能使三者获得最佳的匹配。一定的阴影装置，要和一定的高速分幅摄影机相匹配。这个结论对扫描摄影机也适用。

七、高速纹影摄影

纹影法是记录光线的角偏差，可测量密度的梯度，国外多称为 *Schlieren* 法。*Schlieren* 一词的本来含义是透明介质中引起光线不规则偏折的局部因素[49,52,53]。

(1) 纹影法是用线状光源，适于研究迅态而密度连续变化的过程，图象小，但灵敏度高。图 18-55 是双反射镜式纹影仪光路图。光源 s 经聚焦镜 L_1 成象在狭缝 T 上，经准直反射镜 M_1 成平行光。这束光经试验段 D 后被反射镜 M_2 聚焦于刀口 K 上，刀口与缝口是平行的，刀口后是一摄影机。可知，光源、狭缝、刀口平面三者光学共轭，试验段 D 和摄影机的成象面共轭。光源和刀口可以是不同的形状。例如，TE-19 纹影仪，有两个相互垂直的狭缝和两个相互垂直的刀口。

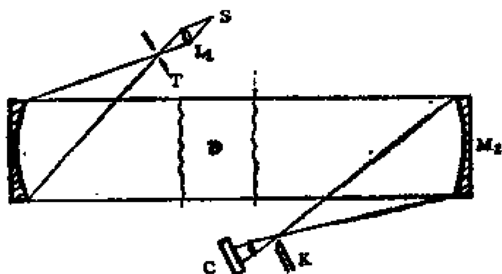


图 18-55 纹影摄影原理图

纹影法中，屏幕的照度（光的偏折）与扰动介质中密度变化的一阶导数成正比，对于圆形光源可写成

$$\Delta I=\int_{z_1}^{z_2}\left(\frac{\partial n}{\partial x}+\frac{\partial n}{\partial y}\right)d_z \qquad (18\text{-}78)$$

纹影仪有三种定量读出方法：

①光度纹影法 根据屏幕照度的变化来测量；

②彩色纹影法 根据各象点的颜色变化来测量；

③其他方法 根据刀口阴影的位置和位移来测量。

纹影装置的灵敏度和其第二物镜（靠近刀口的物镜）的焦距成正比，和光源象在垂直于刀口边方向上的宽度成反比。精确说来，其灵敏度 S 为

$$S=f\frac{dD}{da} \qquad (18\text{-}79)$$

式中，dD 是摄影密度的变化，da 是刀口平面上光线因非均匀介质所产生的偏移量，f 是第二物镜的焦距。

纹影装置的动态范围 M，定义为所测量到的最大、最小密度之差和最小的可测量出的密度值之比，即

$$M=\frac{D_{max}-D_{min}}{\Delta D} \qquad (18\text{-}80)$$

(2) 彩色纹影法[52]

彩色纹影就是把原来的黑白纹影仪进行改装，用彩色刀口取代黑白刀口，在接收屏处用彩色胶卷接收。彩色刀口就是由几种不同颜色的透明带组成。纹影照片中颜色的变化，反映了光线的偏折，从而可测出密度的变化。用彩色刀口时要进行标定，得到的彩色纹影照片即可立刻估算出折射率变化的范围。彩色刀口的各个色带越窄，就越灵敏，但不能做得太窄，它受光源的大小及衍射效应的影响。彩色纹影仪灵敏度 S 可用下式表示

$$S = f\frac{d\lambda}{d\alpha} \tag{18-81}$$

(3) 立体纹影法

实现立体纹影，必须用两束夹角 15°—20°的准直光照明被研究区域。和普通立体观察的区别在于纹影图象是由双目观察被研究表面两个不同区域而形成的。在每一个照射的方向上都可以看到这两个区域。

(4) 高速纹影摄影

实现高速纹影摄影，只要把纹影装置和高速摄影机相结合就可以了。如果高速摄影机的入瞳比纹影仪出射光瞳大得多，两者简单地结合起来就可实现高速纹影摄影；如果高速摄影机的入瞳小，为了避免光束的切割，必须在纹影装置和高速摄影机之间加辅助系统。如图 18-56 所示。图中透镜 3 、4 组成辅助光学系统，它的作用是：

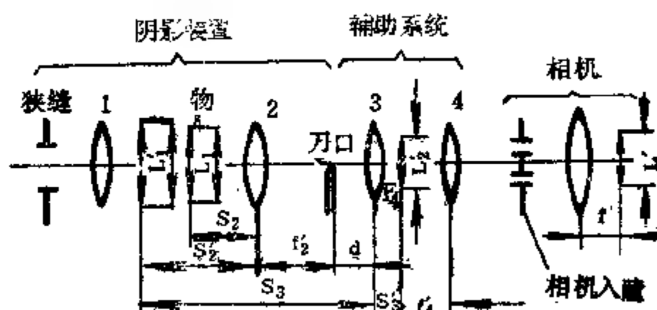


图 18-56　高速纹影摄影原理图

①被研究物体在高速摄影机胶片上所形成的象应等于高速摄影机的画幅尺寸，即图中的L_1通过透镜 2 ，3 成象在透镜 4 的前焦点上。通过透镜 4 出来的光线是平行光并在高速摄影机的底片上成象（通常高速摄影机都对无限远调焦）。

②位于刀口平面的纹影装置的出瞳的象通过辅助光学系统应该成象在高速摄影机的入瞳平面内，此时纹影装置出瞳象的一部分应当分布在双排或四排光栏的每一个窗口上，即刀口平面的纹影装置的出瞳象通过透镜 3 ，4 成象在高速摄影机的入瞳内。

八、高速干涉摄影[50]

干涉摄影应用于介质密度很小而又平滑变化的情况，是测量光程差的变化，可以得到被测介质的折射率的精确值而不在介质中引起任何扰动，随后的计算可以得到介质的密度、压力、温度及气流的速度等值。干涉仪有四块干涉元件的马赫-曾德尔干涉仪、三元件的迈克耳逊干涉仪、二元件的雅曼干涉仪和一元件平板剪切干涉仪。

干涉仪的灵敏度 S

$$S = \frac{dl}{dv} \tag{18-82}$$

式中，dl 是干涉条纹的变化，dv 是波前的变化。

纹影干涉仪

纹影仪和干涉仪结合使用或者做成纹影-干涉仪，有很多优点：干涉摄影是测量光程差的变化，可定量测量折射率；纹影摄影可测量光程的梯度变化，这就易于确定激波的形状和位置。实际上，在纹影仪光路中只要加分-合元件就可实现干涉摄影，可以起到分束作用的元件有光栅、菲涅尔双棱镜、F-B 标准具等等。激光的应用能得到高质量的干涉图样。

高速干涉摄影

干涉系统和高速摄影机相结合可实现高速干涉摄影，但要满足两个条件：①干涉仪的光源和高速摄影机的入射光瞳应当光学共轭，②所研究的区域应成象在感光层上。参看图 18-

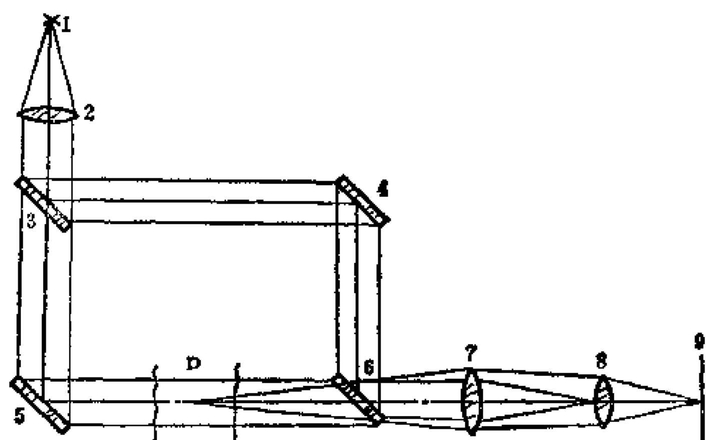


图16-57 高速干涉摄影原理图

57。图中光源1经干涉系统和透镜7成象在摄影机入瞳8的平面内，被研究区域O经过透镜7和8成象在感光层9上。

进一步的研究表明，和干涉装置相匹配的高速摄影机的光学系统在分幅情况下应该：

①对等待型高速摄影机应采用振幅型分光光路。

②宜采用单排排透镜，若采用双排排透镜时，则两排宜采用偏心排列。

③采用激光时，要避免在转镜和排镜上聚焦。

九、水下高速摄影

水下高速摄影是水下兵器研究的重要工具。目前国外生产的水下高速摄影机有两种类型：①专门设计的，如美国TSC公司的DBM9-1型；②利用普通电影摄影机加防水罩，美、德、日、苏等国都有产品。

对水下摄影机的特殊要求：

(1) 由于人和摄影机在水下的浮动性大、稳定性差、操作不便，要求摄影机有较高的自动化程度（自动调光；自动调焦等）。

(2) 防水罩

防水罩用以保证摄影机在水下正常工作，不受水的浸入。罩壳可用有机玻璃、透明塑料、铸铝做成，罩壳具有中性浮力，使很重的罩壳在水中没有重量，罩壳一般附加翼板以增加稳定性。摄影机的操纵杆和按纽都用“O”形环密封以保证不漏水。

(3) 摄影镜头（参阅第五章第八节）

水下摄影由于水介质的折射率比空气大 ($n_水 = 1.333$)，所以镜头的视场角只有原来的四分之三。水下摄影为了得到足够的景深，多采用短焦镜头。对35毫米电影摄影机采用 $f' = 18$ 毫米镜头；对于16毫米电影摄影机，采用9—10毫米镜头。还可用广角镜头、超广角镜头以至鱼眼镜头。为了克服水介质对成象的影响，校正象差和扩大视场，可采用水下校正透镜。

(4) 取景最好采用屏幕式取景器。

第九节 高速电视摄象

高速电视摄象最早出现于本世纪六十年代。1968年美国麻省理工学院闪光实验室电气工程师密勒使用光学设备和闭路电视来研究高速发光现象，从而开始了高速电视研究的新阶段。高速电视一词本来的含义是指呈现在摄象管靶面上的脉冲光学图象保持足够短的时间以消除高速运动目标所产生的图象模糊，这和高速摄影的原来含义相似，即仅仅要求曝光时间短。随着高速电视的发展，高速电视的含义不仅包括足够短的曝光时间，还包括高的摄影频

率（高的帧频）。标准帧频是每秒 30 帧。

和光机式高速摄影相比，高速电视的突出特点是实时性，即能对图象进行实时记录、实时传输、实时显示、实时分析和处理。而光机式高速摄影，设备复杂成本高，实时显示和实时数据输出不可能，难以对某种间断性的或者某种程度随机性的高速事件进行摄影。表 18-25 列出了高速电视摄象和高速棱镜补偿式摄影的比较。

表 18-25　高速电视摄象和高速棱镜补偿式摄影

类型 性能	高速棱镜补偿式摄影	高速电视摄象
最高摄影(象)频率(帧频)，(幅/秒，帧/秒)	11000	12000
记录时间	短	长
取得结果的实时性	事后	实时
传递信息的方式	并行	时序(串行)
空间分辨率	高	中
记录介质利用率	一次性	重复使用
彩色化	易	较难
系统成本	中	较高
使用成本	高	低
操作难易	较难	易

高速电视起源于闭路电视，但随着电子学的发展，特别是高密度磁盘、新型磁带、新型象传感器的出现，高速电视正取得飞速的发展。表 18-26 列出了当前世界上生产高速电视设备的主要厂家。

表 18-26　生产高速电视设备的主要厂家

公司或厂家代号	国　别	典型产品代号	最高帧频(帧/秒)
Video Logic Corp.	美	INSTAR	240
	美	SYSTEM 97	180
AVX Inc.	美	VTR	360
Sony Corp.of America	美	SP—2000	2000
Spin Physics Inc.	美	900—2c	120
Instrumentation Marketing Corp.	美	(经营高速电视)	
滨松电视株式会社	日	C_{1083}	60
Nac Inc.	日	HSV—200	200

一、高速电视摄象的原理

高迅电视要求光学图象在靶面上有足够短的“冻结”时间，从而消除高速目标所带来的模糊，所以高速电视所获得的是具有很高时间分辨本领的时间-空间信息。为了获得短的曝光时间，在结构上采用了不同类型的快门，有机械快门、电子快门、电光快门和闪光快门等，在管子上要采用低残象、高灵敏度的摄象管。高速电视传递信息的方式和光机式高速摄影不同，不是并行传递信息，而是时序地（即串行传递信息，即是把呈现在摄象管靶面的光学图象，通过电子束逐点扫描拾取，把一幅平面的光学图象转换成随时间变化的视频信号。从这点来说，提高信息的传递和记录速度，必须扩大系统的信息容量。

高速电视是光、机、电的结合体，包括图象的摄取、记录、复现和数据处理等部分（图18—58）。日本滨松电视公司在七十年代未期研制成功了C_{1038}型高速电子快门摄象机，电子快门就是变象管。这种摄象机的原理是，光学镜头成象在变象管的光电阴极上，当在控制极加一矩形脉冲电压时，快门工作，这时光电阴极上的光学象所产生的电子象成在荧光屏上。然后再用硅靶摄象管拾取荧光屏上的光学象，变成视频信号输出。曝光时间由加在控制极上的电压脉宽来决定。快门的开、闭要和场扫描相同步，且在场消隐时进行。这种摄象机的曝光时间可在微秒以至毫微秒范围，有很强的“冻结”能力；而且在场消隐时快门可多次动作以实现在一幅画面上多次曝光来满足摄制某些高速现象的要求。

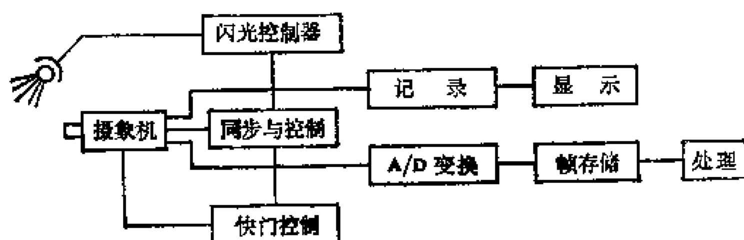


图18-58　高速电视系统框图

二、高速电视摄象系统主要参数的确定

电视分辨率N_T和光学分辨率N_O

$$N_T = 2\sqrt{2}\,N_O \qquad (18—83)$$

式中，N_T是每毫米的扫描电视线数。

摄象频率（帧扫描频率）f_v，若采用逐行扫描拾取图象，即一场一幅，则

$$f_v = \frac{1}{\Delta t} \qquad (18—84)$$

Δt是相邻帧间隔时间，以秒为单位，由设计要求给出。

行扫描频率f_e　　(18—85)

$$f_e = f_v N_T B_n$$

式中，N_T, B_n分别是摄象管靶面上的电视分辨率和垂直方向的大小，$N = N_T B_n$是靶面上垂直方向的电视扫描线总数。

系统带宽f_b　若幅型比为1：1，则

$$f_b = \frac{1}{2} f_v N^2 \qquad (18—86)$$

加腾公式　日本千叶大学加腾教授研究了硅靶摄象管实现高速电视系统的可能性，从而得出结论：如果保持带宽不变，当帧频提高时，应遵循下面的公式才能保证残象减小到标准

帧频时的水平，从而获得清晰的图象，即

$$FS = F_o S_o \quad (18-87)$$

式中，F 为高帧频，F_o 为标准帧频（一般为 30 帧/秒），S 是高帧频时靶面的有效扫描面积，S_o 是标准帧频下的靶面有效描扫面积。

三、提高帧频的方法

帧频增益系数定义为改进后的帧频和改进前的帧频之比。提高帧频除了在快门上、在消除摄象管的残象上继续努力之外，录象系统是提高帧频的关键所在。表 18-27 列出了提高录象系统速率的主要途径。电气工程师密勒认为高速录象系统只有用固态存贮系统来取代视频磁带录象系统，或者采用磁带-胶片的混合系统，高速电视摄象系统才能变得更加简单，更加便宜，因而更加实用。

表 18-27　几种磁带录象系统改进型的帧频增益

原　型	改　进　型	频幅增益系数
每帧 2 场	每帧一场	2
每轨 1 帧	每轨 3 帧	3
半卷带鼓和每轨一头	全卷带鼓和每轨 2 头	2
2 个记录头	4 个记录头	2
30(转/秒)	60(转/秒)	2

四　几种主要高速电视摄象系统的性能

C1088 和 C1088-01 高速电视摄象机列于表18-28。

其性能列于表 18-28 。

表 18-28　C_{1088}和C_{1088}-01高速电视摄象机

性能 \ 型号	C_{1088}	C_{1088}—01
摄象频率(帧/秒)	30/60	30/60
中心分辨能力(电视线)	500(水平) 350(垂直)	300(水平) 300(垂直)
曝光时间	10μs—1ms(连续可调)	10ns—1ms(连续可调)
幅型比	2:1(30帧/秒) 1:1(60帧/秒)	2:1(30帧/秒) 1:1(60帧/秒)
隔行比	1:1	1:1

HSV-200型高速电视系统

产品分黑白和彩色两种类型，性能如下：

磁带录象 以螺旋扫描方式将频视信号记录在$\frac{1}{2}''$的标准磁带上，全部记录时间 36 分钟；

摄象频率 200帧/秒，每帧有262条水平电视线；

带有一圆盘机械快门，可获得 0.5×10^{-3}—$0.2\times^{-3}$ 秒的曝光时间；

闪光灯的闪光时间 20 微秒，闪光频率200次/秒。

有多种分析图象的功能：慢放可从 1—15 帧/秒，能以10帧/秒回放，可停显 40 秒。

SP-2000 高速电视记录系统

该机 1981 年研制成功，是八十年代高速电视摄象系统的突破性成就。主要性能：

采用 CCD 固体摄象阵列，192×240，每帧图象信息的总容量 46080 比特；

由于采用 CCD 器件，可进行自扫描，便于摄象频率的提高：全画幅的摄象频率可达 2000 帧/秒，分画幅（一个全画幅垂直分成六个画幅）可达 12000 帧/秒，分画幅有 32 条水平电视线；

有一对 17 磁头的磁带录象机，对分画幅的每行信息可同时送到磁头中进行“并行”记录；

能以 0.75，1.5，3，4 和 60 帧/秒的速度重放，也可停显，并能记录下每幅画面摄取的日期、时间、磁带位置、画幅编号和x-y坐标。

第十节 高速摄影用快门

高速摄影用快门种类繁多，作用极其重要，就其用途可分成四种类型：

①保护快门：为了防止摄影过程前、后的漏光，如机械快门等。

②高速快开快门：能在摄影前极短的时间把快门打开，以尽量减少背景光的影响。

③高速快关快门：摄影结束之后，迅速切断仪器中的光路，避免重复曝光。

④周期作用快门：用很高的频率打开和切断光路，该频率即摄影频率。

下面就几种主要的快门作一说明：

一、机电快速快门

脉冲电流使之电磁铁瞬间具有磁性而使快门快开（快关）。可用于中心快门，也可用于帘布快门。有时把这种快门称为机械快门，开关时间能达到 10 毫秒，主要受电磁惯性和机械惯性的影响。

二、电动快速快门（磁电快速快门）

在电动快门中，位于磁场内很轻的、惯性很小的蜗线形导线或者框架用作运动元件，该磁场或者由永久磁铁产生，或者由电磁铁产生。这种结构可以显著缩短开（关）时间到2毫秒以内。多用于快关。

苏联 SP-75 高速摄谱仪，采用这种快门，可在 1 毫秒内将宽0.3毫米的狭缝遮住。另一种，均匀磁场中的导线框架，当通电时带动一扇形件，可在 1.4—1.6 毫秒内遮住直径为 15 毫米的圆孔。

三、金属箔电动式快门

当连接金属箔（或者薄板）的螺旋线圈的磁场和金属箔的感生电流相互作用时，就可使金属箔（或薄板）运动而起到开、关快门的作用。

①FK-ⅢM高速摄影机采用相互垂直的两个螺旋线圈，金属薄板可上、可下，从而能达到快开、快关的作用。

②SP-Ⅲ高速摄谱仪中采用单次作用的金属箔，能在50微秒内关闭3毫米宽、30毫长的缝，只能快关。

③国产ZFD-50型高速摄影机中，采用导条和铝箔，两片铝箔平行放置，相邻部分重叠1毫米，用来关闭电路。当浪涌电流以相反的方向分别流经铝箔时，相邻的一端就会产生相互排斥的电磁力，使铝箔骤然变形而打开光路。当快门孔径为10×18毫米²、工作能量为250焦耳时，快门开启时间约为50微秒，这是快开快门。

四、爆炸快门

利用电雷管或其他电气爆炸的爆炸快门能在2—30微秒内将光路切断。目前有四种类型：

①固体爆炸快门：电雷管爆炸，使置于两保护玻璃中间的爆炸玻璃粉碎而切断光路。国内曾做过单雷管方面的实验，大约爆炸玻璃能在2微秒左右切断光路（和通光孔径的大小有关）。

②液体爆炸快门：两保护玻璃中有水，水中有电雷管（或火花隙），当雷管起爆时，水溅射而切断光路。苏联学者试验的结果是：能在12、29、40微秒内切断光路（对应的孔径直径分别为10、20、30毫米），关闭时间可持续0.1秒。当然也可以采用其他液体。

③粉末爆炸快门　国内做过这方面的研究。粉末采用红粉、石墨粉为好，可放在内光路中，亦可放在外光路（外视场）边。

④铝膜蒸发快门　当给镀铝的反射镜放电时，铝层蒸发，至反射镜透明，不再反射，从而来自目标的光线不能进入摄影机。尺寸为30×40毫米²的玻璃平板蒸发过程的时间，在空气中是50微秒，在氢气中是30微秒（14千伏电压、电容为0.2微法的电容器放电）

⑤爆炸金属丝快门　当爆炸一铜金属丝时，蒸发的金属就溅射到两保护玻璃上，从而切断光路。目前达到的性能：通光直径50毫米、关门时间20微秒、放电能量140焦耳、溅射之后所达到的光密度为4。

五、克尔盒快门

克尔效应的实质是：位于电场中的透明物质会发生各向异性，会产生双折射效应。克尔效应和电场强度的平方成正比。第十章第四节给出克尔效应的产生机理，等二十章有关节给出克尔效应的性质。

①克尔盒快门　检偏器和起偏器之间放上盛有硝基苯的盒子，当电场作用时，就构成电克尔盒快门，这种快门的开关时间在毫微秒量级，能量损失55—70%。

②光克尔盒快门

巨光脉冲的电矢量同样可以使某些物质产生显著的双折射效应。当在起偏器和检偏器之

间有 CS_2 液体时，可用 1.06 微米波长的红外巨脉冲打开快门。这种快门的开门时间在微微秒量级。当绿光脉冲通过 CS_2 液体时，其光程差$\Delta\phi$可表示为

$$\Delta\phi=\frac{2\pi}{\lambda}ln_{2B}E^2 \tag{18-88}$$

式中，λ 是绿光在真空中的波长，I 是 CS_2 盒的长度，E 是光场强度中电场分量的有效值，n_{2B} 是光克尔介质的非线性克尔系数。对于 CS_2 是 2.2×10^{-20}米²/伏²；CCl_4 为 0.36×10^{-21}米²/伏²；BK7 玻璃为2.18×10^{-22}米²/伏²；LaSF7 玻璃为0.61×10^{-21}米²/伏²。

六、泡克耳斯盒快门

ADP，KDP 和 KD*P 晶体都可用作泡克耳盒快门。晶体的泡克耳斯效应和电场强度的一次方成比例。泡克耳斯快门仍然需要很高的电压，但是由于电光系数和温度有密切的依赖关系，可用冷却晶体的办法使所需电压大大降低，同时也采用横向驱动两块晶体的办法降低对电压的要求（参看图18-59）。图中，两块单轴晶体（KD*P）两光轴相互垂直（Z轴），且都垂直于光束传播方向，电学上是并联横向驱动两晶体，这时所需要的驱动半波电压 $V_{\frac{\lambda}{2}}$ 为

$$V_{\frac{\lambda}{2}}=\frac{\lambda}{2r_{63}n_0^3}\left(\frac{d}{l}\right) \tag{18-89}$$

式中，n_o是寻常折射率，对于KD*P，$n_o=1.511$；r_{63} 是电光系数，对于KD*P，$r_{63}=26.5\times10^{-6}$（微米/伏）；d/l是晶体的宽长比；λ 为波长。

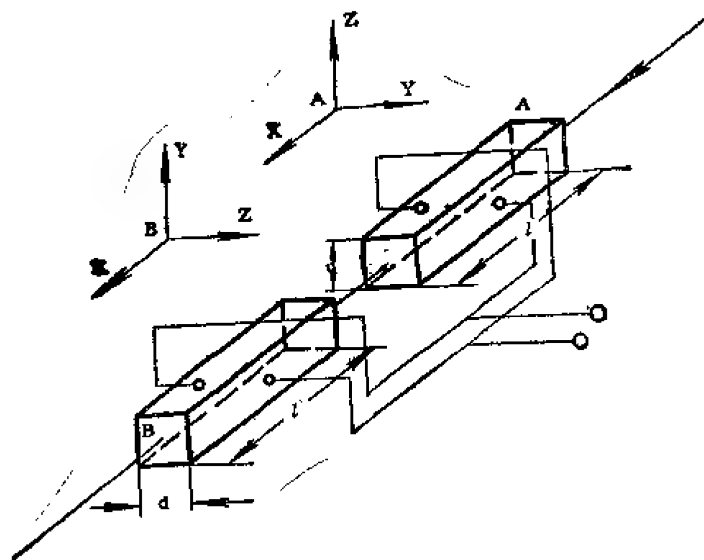


图18－59　横向驱动的泡克耳斯盒

在泡克耳斯盒两端加起偏器和检偏器，就构成了泡克耳斯盒快开。目前用在高速摄影中的一种泡克耳斯盒，其典型数据为口径 10 毫米，有效电容 30 微法，$l/d=4$，驱动电压 400伏（直流，输入到 50 欧的负载上去，开关透光比 800/1，光谱范围 2000 埃—15000埃，重复频率5×10^5赫，曝光时间5毫微秒。

七、法拉弟快门

利用法拉弟效应（磁光效应）可做成法拉弟快门（图 18-59）。图中，1、4 分别为起偏器和检偏器，2 为玻璃，3 为感应线圈，要通入 1000 安的电流才能起到快门的作用。这种快门能达到 10^{-7} 秒的开门时间，由于复杂、速度低，在高速摄影中不多用。关于法拉弟效应的详细资料，参阅第九、十、二十章有关节。

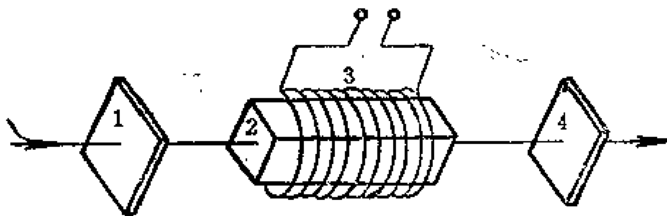


图18－60　法拉弟快门

第十一节　高速摄影用胶片

本节只提供高速摄影用胶片的一些数据。胶片的其他性质和非银盐记录介质参阅第二十二章。

一、片基的机械物理性能（表18-29）

表 18-29　片基的机械物理性质

材　料	比　重（克/厘米³）	抗张强度（公斤/毫米²）	冲击强度（公斤·米/厘米²）	撕裂强度（公斤/毫米²）	断裂延伸率（%）	相对收缩率（%）
涤纶	1.39	20	290	17—18	140	0.019
三醋酸纤维	1.3	13.2	30	10	80	0.2

二、各种感光度对照表（表18-30和表22-2）

表 18-30　各种感光度对照表

ГОСТ $_{0.2}$（高斯特）	DIN（新定制）	ASA		Weston（威士顿）	H&D（赫德）	Sch（仙纳）	ГОСТ$_{0.85}$（高斯特）
		新	旧				
11	15	25	12	10	250	22°	—
22	18	50	25	20	500	25°	150
45	21	100	50	40	1000	28°	300
90	24	200	100	80	2000	31°	600
180	27	400	200	160	4000	34°	1200
350	30	800	400	320	8000	37°	2400
440	31	1000	500	400	10000	38°	—

三、高速摄影中常用胶片性能（表18-31）

表 18-31　高速摄影中常用胶片性能表

片名、型号	产地	感光度(ASA)	反差系数(γ)	分辨率（线/毫米）	备　注
1099	中国	100	1.9—2.5	≥90	强化显影 >200ASA
1048	中国	>200	1.8—2.2	≥88	
1032	中国	~1000	1.6—2.0	≥67	强化显影
87-1	中国	1000		60	特种显影
Agfa-Isopan-Record	西德	1600	2.0	100	

续表

片名、型号	产地	感光度 (ASA)	差系数 (γ)	分辨率 (线/毫米)	备注
Dupand-Supirior-4	法国	1200	1.6	90	
Kodak-Royal-X-Pan	美国	1000—2000	1.8	70	
Kodak-Royal-X-Pan	美国	8000	2.2	40	增加显影时间从10分—17分
Kodak-Royal-X-Pan	美国	1250	0.75	100	全色片
P-L T 47	美国	3000	2.0	60	扩散显影（干显影）
P-L T-17	美国	10000	3.0	40	扩散显影（示波摄影）
Kodak-Panchro Royal	美国	400	2.0	120	
Kodak-TRI-X	美国	400	0.7	150	对紫外和可见区敏感
Kodak-2492-RAR	美国	125	1.6	150	对蓝绿光敏感
Ilford-NR	英国	1000	1.2	100	
ГОСТ $_{0.85}$					
等全色 T-24	苏联	4500	1.6	40	
等全色 T 13	苏联	2500	2.2	60	
等全色 T-15	苏联	1200	2.2	90	
等全色 T-16	苏联	1000	2.0	100	耐热
等全色 T-22	苏联	1000	2.0	100	Lavsan片基耐热
AN-22	苏联	900	2.2	100	
T-25 ShL	苏联	600	2.2	120	
等全色 T-17	苏联	400	1.7—2.2	150	
T-20sh	苏联	400	2.1	120	耐热
SN-6 M	苏联	300	2.2	150	
等全色 T-18	苏联	130	2.2	150	

四、胶片的互易律失效（图18-61，图22-11，12）

五、埃伯哈德效应（图18-62）

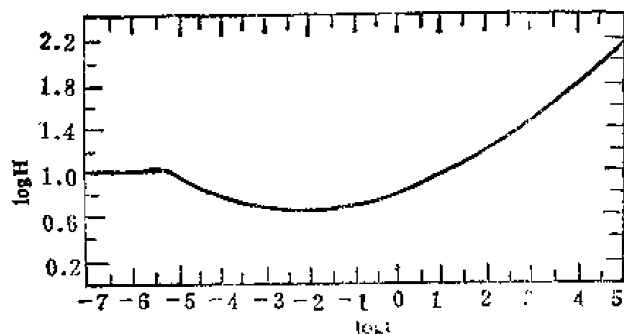


图18-61 胶片的互易律失效：等密度线，曝光量和曝光时间之间的对数关系

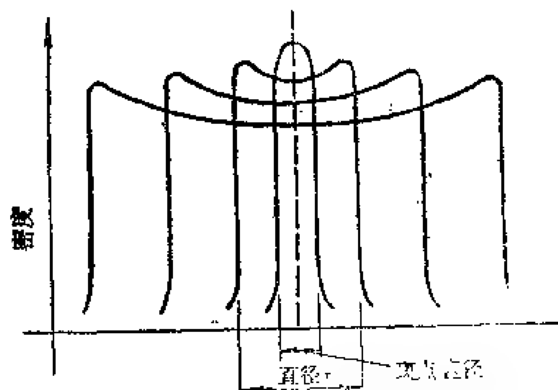


图18-62 埃伯哈德效应：当单位面积的曝光量相同时，小斑显影的密度大于大斑显影的密度。

第十二节 高速摄影的应用方法

高速摄影的应用技术包括高速摄影机诸参数的最佳选用、可见化技术、激光技术、电算机技术、光源和照明技术、多缝技术、正交缝技术等等。包括从光源到信息收集、处理方面的技术。这属于高速摄影的软件系统，是目前高速摄影的一个重要发展方面。本节只论及高速摄影机诸参数的选取和可见化技术。

一、高速现象的摄影参数

（一）目标的空间尺寸：宽度×高度×深度（$W\times H\times D$）。

（二）目标的运动速度（扩散速度）。在其他条件一定的情况下，目标的运动速度决定摄影机参数的选取，特别是摄影频率、曝光时间的选取。

（三）目标变化的持续时间和特性周期决定记录的有效时间，这里说的持续时间指感兴趣的、有意义的持续时间。

（四）目标的亮度：对于非自发光物体，其亮度特性取决于外界的照明和非自发光物体的反射特性。

（五）自发光目标的光谱特性，这对光学设计和胶片的选取都有一定的意义。

二、高速摄影机诸参数的选取

（1）分幅摄影还是扫描摄影的确定

分幅摄影得到的是两维抽样记录，可形象地分析高速事件的运动过程，多用于不对称高速事件的研究，经剪辑、复印后可放电影。扫描摄影得到的是一维（在任一感兴趣的方向）的连续记录，具有判读精度更高的优点，多用于对称扩散现象的研究。

（2）摄影机焦距和物距的确定

①根据目标的空间尺寸（$W\times H$）和画幅大小（$w\times h$）确定放大率β。

②放大率应保证分辨出目标的细节Δ，若摄影分辨率为N，则

$$\beta=\frac{1}{N\Delta}\tag{18-90}$$

③确定物距和镜头。可根据物距定焦距（当物距一定要保证时，例如要爆炸研究），也

可根据焦距定物距。

(3) 摄影频率的确定

主要根据目标象的运动模糊量σ应小于 0.02 毫米这一点来确定，有时也考虑放映定性判读的需要（特别是对中、低速摄影），即

$$\nu = \eta_s \eta_e \beta N V \tag{18-91}$$

式中，η_s 是快门因数，η_e 是有效曝光系数，ν 是摄影频率，V 是目标运动速度，N 是 σ 的倒数，应等于系统的摄影分辨率。

各种类型的高速摄影机的性能对照表列于表 18-32。

表 18-32 各种类型高速摄影机性能对照表

类 型	摄影频率（幅/秒）	摄影分辨率（条/毫米）	画幅数 （幅）	摄影时间
间歇式	10^2—10^3	40—70(抓片) 15—30(滚环)	4×10^3—1.6×10^4	10秒—2分
补偿式	10^2—10^4	30—60(转镜) 15—20(反射镜)	4×10^3—4×10^4	2秒—30秒
转镜式	10^5—10^7	15—30	25—300	5—50微秒
克尔盒	10^5—10^8	30	1—60	0.05—3微秒
变象管	10^6—10^8	10—15	1—20	0.1—1微秒
网格	10^5—10^9	>15 （等效 16 毫米标准画幅）	30—300	2—20微秒

(4) 扫描速度的确定

当扫描速度等于目标的扩散精度时，测量精度最高。

(5) 胶片长度的确定

中、低速摄影存在这个问题。对于放映观察用有 240 个画幅就足够了；对于测量用，有 40 幅就够用。但是，还要考虑不同步和起动摄影机所消耗的片量，用片长度应为

$$L = h\nu\ (t_0 + t_a)\ + L_0 \tag{18-92}$$

式中，h 为相邻两画幅时间方向上同位点的长度（画幅的分幅宽度），t_0 是特性周期或持续时间，t_a是摄影机的同步精度，L_0 是摄影机起动消耗的片长。

(6) 相对孔径的确定

主要取决于目标的亮度，其次是对景深的要求

$$A = \sqrt{\frac{\pi K B}{4E_0}} \tag{18-93}$$

式中，E_0 为照片所需照度，B 为目标亮度，K 为摄影光学系统的透过系数，A 为孔径数。

三、流场的可见化技术[56, 57]

流场的可见化技术（显示技术）有三种方法，即

①加入随流体一起流动的可见的外加物质，多用于不可压缩流体。

②利用光学的方法来显示流体密度的变化，例如阴影法、纹影法和干涉法等，这种方法多用于可压缩流体，本章第八节已有叙述。

③前两种方法的综合，外加物质是无形的，外加物把能量传到流体的某些部分．在流动中象示踪物质一样由于能量高而和其余流体区别开。这种方法主要用在稀薄气体流，流体的平均密度值很低，绝对密度变化特小，难以用光学方法显示。

（一）外加可见物质用于流场显示

（1）利用染料、烟雾、蒸气和丝丛显示流动方向。

流体流动的速度是矢量，其大小和方向是时间和空间位置的函数。外加物质到流体中形成流线、条纹线和粒子路线，使之部分流体成为可见，以便于观察和摄影。流线和流动场中所有点的流动速度的瞬时方向相切；条纹线指流场中某一固定点所发出的全部流体粒子的瞬时位置；粒子路线是单个流体粒子在流动中经过的路线。如果流场是稳定的，上述三条曲线重合，否则的话，流场在时间上和空间上都不稳定，则三条曲线互不相同。

①液体流动中的染色线

染料注入法主要用于显示液体流动中的条纹线。注入的染料因工作流体的不同而异（表18-33）。

表 18-33　标志条纹线的染色溶液

工作物质	水	水/盐溶液	水	水状聚合物溶液	聚甘醇溶液	水
染料	牛奶	牛奶	食物色素	食物色素	书写墨水	印刷品处理白
工作物质	水	水	水	水	糖溶液	水
染料	晶体紫	龙胆紫	苯胺黑	亚甲基兰染料	苯胺染料	荧光

②烟雾线

用烟雾线标志空气流中的条纹线或其他状态。用于风洞的烟雾有三种：蒸发矿物油（例如煤油之类）；蒸发某些溴化物或氯化物产生烟雾；燃烧或闷烧木、纸和烟草可产生烟雾。

③烟屏和蒸气屏法

风洞装置中，试验段前面引进一个宽而扩散的烟流通过试验模型，在试验模型的下游，空气烟流的横截面内，均匀的烟雾浓度被搅乱，这样就形成了烟屏。在用烟流线显示流动方向时，烟流直径小于试模直径，在烟洞中烟流直径大于试模直径。烟屏技术常用于亚音速风洞。

水蒸气屏的原理是风洞以潮湿的空气工作，当空气经过超声喷嘴扩胀时，空气冷却，使试验段中的湿空气冷凝成雾；由于刚性试模的存在，垂直于风洞轴的横截面内均匀的雾分布被搅乱。水蒸气屏适于超音速风洞的研究。

烟屏和水蒸气屏，都可采用光片照明的方法看到试模后面的尾流和涡流图型。

④丝丛和丝丛屏

把丝丛的一端联结到（或者粘在）试件表面上，在层流空气流动中，这些丝丛指示出局部的流动方向。适合于丝丛流动显示的材料是尼龙丝（空气速度大于2米/秒）和一般纱线（空气速度高于30米/秒时）。丝丛的长度最好等于待测流线的曲率半径。

把丝从联结或粘结到金属丝栅格上，就构成了丝丛屏。把丝丛屏放在风洞里与平均流动方向垂直，从下游就可观察或拍摄丝丛图型。

(2) 示踪粒子法——用微小粒子作速度测量

用这种方法的关键是选择合适的粒子，可使粒子和流体速度之间的差很小。表 18-34列出了流体和示踪粒子的组合。

表 18-34 用于测量流体速度的示踪粒子和流体的组合

流 体	粒 子	直 径	应用场合
水	铝	0.03—0.1毫米	边界层变换
水	化妆品粉末	30微米	涡流流动
水	聚苯乙烯	0.01—0.2毫米	层流流动
盐水	铝	/	分层流体流动
水/甘油	聚苯乙烯	/	对流流动
硅油	铝	0.03—0.1毫米	自由对流
空气	石松子	30 微米	击波管流动
空气	油滴	1 微米	击波管流动
空气	烟草烟雾	0.2 微米	击波管流动
空气	聚乙醛	1 毫米	风动流动
空气	雾化的 DOP	1 微米	层流、涡流轨迹
空气	玻璃球	20 微米	风动流动
空气	大理石灰尘	1 微米	风动流动
氩	铝	2—3微米	超声喷嘴流动

(3) 示踪氢气泡技术

这种方法是示踪粒子的密度小于流体密度的流场显示。这种方法比示踪粒子法更为复杂，但更有吸引力。如果流动流体是一种电解质，则可电解该流体产生氢气泡作为示踪气泡而显示流动。阴极可用铂或不锈钢制成，直径多为 0.01—0.2 毫米。根据经验，气泡尺寸约为产生气泡的阴极丝直径。

阴极丝垂直于平均流动方向放置，电路中给出一个电脉冲，阴极丝产生一排气泡，它标志着一条流体元。一定时间之后，这条示踪粒子排的位置构成了时间线。时间线可以确定局部速度。如果在阴极丝上涂上多段短的绝缘材料，如果在电路中给出有一定时间间隔的电脉冲，则可形成时间-条纹组合标记，这种方法可产生复杂的流场图。

(4) 用电解和光化学法产生染料显示速度曲线

和示迹氢气泡技术不同，用弱的电解电流，一点也不产生氢气泡，只在阴极附近产生标志流体的染料显示流动场。

①百里酚蓝染料电解法

两电极插入百里酚蓝的水溶液，电压小于10伏特，电流约为10毫安为好。阴板直径约为0.01毫米，阳极用铜板或铜网做成。用两根相互垂直的金属丝或金属丝网可作三维显示。用钠光灯照明，能增加对比度。

②闪光光化学法（闪光光解法）

闪光光解法不需要电极，因而是一种不扰乱流动的测量。工作流体是一种光敏溶液，当把闪光灯聚焦在某一点上时，便触发引起一种光化学反应，在几个微秒的时间里产生一个蓝的染色点。闪光灯可用红宝石激光器。用钠光灯照明可以产生好的对比度。

（5）表面流动图型

这种方法主要用于固体表面附近某些流动特性的观察和记录。

①表面油流技术

在试模放入风洞流中之前，模型表面涂有一种油和精细颜料的混合物，颜料使混合物有颜色。空气流使油沿模型表面流动，如果混合物的浓度合适，可观察到积现的颜料粉末条纹，表示出近模型表面的流动方向。常用的油有煤油、轻柴油和轻变压器油，在高速风洞中用真空泵油；常用的颜料有二氧化钛、中国白瓷土、灯黑和荧光颜料。颜料常用油酸作附加的扩散剂。表面油流技术只能作定性分析，不能真实地显示不稳定流动，但对三维转角区的流图研究很有帮助。

②热敏颜料技术

被研究模型上涂上（喷涂）热敏颜料之后，很快放入风洞中去，风洞运转时模型表面的颜色变化用电影摄影机记录下来。高速摄影机的摄影频率给出了时间坐标，常用的热敏材料呈现四种颜色（黑色、米色、蓝色、绿色）的变化，是温度和曝光时间的函数。热敏颜料技术的温度范围是摄氏几百度。这种方法是根据颜色的变化过程，确定任意模体形状空气流到模型的局部温度和热传导系数（不是测量模型表面的局部温度）。

③液晶技术

和热敏颜料技术相似，液晶技术是根据一定方向上反射波长的变化（入射是白光）来测量风洞中试模表面的温度或温度变化。如果温度反方向变化，光的波长顺序也变化。液晶改变颜色的温度范围是摄氏几度以内。

液晶技术要求试模用低导热或者绝热材料做成，液晶涂层厚度0.5—0.7毫米，照明和观察应能接近垂直于试模表面。

④表面压力浮雕

如果物体表面用某种方法可变形，且这个变形又是压力的函数，则物体上面流动的不均匀压力分布可产生一定的表面浮雕。观察压力浮雕即可了解流动的情况。黑玻璃板上由不稳定的、移动的击波能产生表面压力浮雕。

（二）外加能量法

这种方法的实质是，具有极高动能的气体流进入停滞区变成静止的话，则动能转换成热能使气体温度升高。当足以激发气体分子或原子中的电子跃迁时就会发光，这样的流体就成为可见的了。

（1）人工密度变化

①加热引起气体密度的变化

在垂直于流体流动方向上横放一条电加热的金属丝，紧靠金属丝流过的流体元的温度会

升高，由于流体中压力不变，温度升高的流体元的密度比周围无扰动流体的密度要低，其密度差可用电流控制。借助于纹影系统就可显示出密度差的条纹线。本法适于检测流动中层流到纹流的转变，在纹影图中表现为条纹线的突然衰减。

如果用周期性的脉冲电流代替稳定电流加热金属丝，并在金属丝上分段涂以绝缘层，就可在流动中产生一列“热点”，这些热点可用纹影仪进行观察、摄影。

②用折射率不同的外部气体播入流场引起密度的变化

例如木制试模用苯浸湿，放在空气流中，苯蒸发的蒸气进入流场，由于密度不同，空气和苯蒸气之间边界层在阴影图上清晰可见。

(2) 火花示踪技术

电极火花放电所释放的能量使电极间的气体离化，并产生从火花向外传递的球面冲击波。根据火花发光等离子体的运动，或者根据球面冲击波运动就可观察流动。用火花发光等离子体测量速度只限于低密度的高速流；用球面冲击波测量速度限于高气压低速的流体。前者用高速扫描摄影机，后者用阴影仪和纹影仪均可。

用巨脉冲激光器代替火花放电装置产生发光等离子体可消除对流动的干扰。

利用火花示踪技术，在某些流场中可以绘制速度分布图。

(3) 用电子束显示流动

①荧光探针——用快速电子激发

用一束高能的电子束经过气体流，由于气体分子的离化和激发，会发射出特征光谱，因而电子束变成一个亮的荧光柱。根据荧光柱的强度可以测定气体流的密度 n_m

$$n_m = \frac{\phi}{\sigma l\left(\frac{I}{e}\right)} \qquad (18\text{-}94)$$

式中，ϕ 为光通量，I 为最终电流，e 为电子电荷，(I/e) 为单位时间发射的电子数，l 为电子束截面的长度，σ 为碰撞截面系数，由实验确定，或由分子物理的理论确定。

②利用直接辐射作显示

用作流场显示的电子束，平均直径 1 毫米，为了研究一定面积的观察流场，电子束可以作匀速移动，记录移动时的光输出，所得照片可直接显示电子束经过平面的气体密度分布。这种方法可以测量三维流的密度分布。

这项技术可显示自由流的流动密度约为 10^{15} 分子/厘米^3。

参考文献

〔1〕李景镇，应用光学，(1)，13 (1982)．
〔2〕李景镇，全国第三届高速摄影和光子学会议论文集 (1982)．
〔3〕Poldervaart, L. J., Proc. of the 9th ICHSP, p. 1170 (1970)．
〔4〕Shardin, H., Proc. of the 6th ICHSP, p. 1 (1963)．
〔5〕Holland, T.E., Proc.of the 5th ICHSP, p.430 (1962)．
〔6〕李德熊，全国第三届高速摄影和光子学会议论文集 (1982)．
〔7〕朱文开，全国第三届高速摄影和光子学会议论文集 (1982)．
〔8〕卢锷等，全国第三届高速摄影和光子学会议论文集 (1982)．

〔9〕杨绪凯等，全国第三届高速摄影和光子学会议论文集（1982）．
〔10〕杨观廉，第二届全国高速摄影和光子学会议论文选集，p.94（1982）．
〔11〕陈良一，全国高速摄影会议论文选集，p.67（1978）．
〔12〕乔亚天，全国高速摄影会议论文选集，p.74（1978）．
〔13〕胡庸、许家隆，第二届全国高速摄影与光子学会议论文选集，p.115（1982）．
〔14〕顾伯勋，第二届全国高速摄影与光子学会议论文选集，p.26（1982）．
〔15〕郑潮塑，全国第三届高速摄影与光子学会议论文集（1982）．
〔16〕张焕星，全国第三届高速摄影与光子学会议论文集（1982）．
〔17〕李景镇，全国高速摄影会议论文选集，p.26（1978）．
〔18〕Shardin, H., proc.of the 3rd ICHSP, p.316 (1957)．
〔19〕陈俊人，全国第二届高速摄影与光子学会议论文选集，p.71（1982）．
〔20〕毛信强，第二届全国高速摄影与光子学会议论文选集，p.78（1982）．
〔21〕Li Jingzhen, etc., proc of the 14th ICHSPP, p.283（1982）．
〔22〕Li Jingzhen, proc.of the 15th ICHSPP, p.471（1983）．
〔23〕谢忠仁，全国第三届高速摄影与光子学会议论文集（1982）．
〔24〕许家隆等，全国第三届高速摄影与光子学会议论文集（1982）．
〔25〕孙凤山，全国第三届高速摄影与光子学会议论文集（1982）．
〔26〕郑允芳等，应用光学，（1），1（1982）．
〔27〕林玉驹，全国第三届高速摄影与光子学会议论文集（1982）．
〔28〕Ivanov, B.T., proc.of the 5th ICHSP, p.234（1962）．
〔29〕Ivanov, S.P., Proc.of the 5th ICHSP, p.235（1962）．
〔30〕Garnov, V.V., etc., proc.of the 7th ICHSP, p.139（1967）．
〔31〕Akimakina, L.V., Proc.of the 8th ICHSP, p.162（1968）．
〔32〕Требенников, О.Ф., ЖНПФК, 15（5），（1970）．
〔33〕Проворнов, С.М., ЖНПФК, 5（4），（1960）．
〔34〕Dubovik, A.S., etc., proc.of the 9th ICHSP, p.39（1970）．
〔35〕Grebennikov, O.F., proc.of the 9th ICHSP, p.47（1970）．
〔36〕龚祖同，全国高速摄影会议论文选集，p.1（1978）．
〔37〕高子明，全国高速摄影会议论文选集，p.13（1978）．
〔38〕高耀龙，第二届全国高速摄影和光子学会议论文选集，p.110（1988）．
〔39〕Дубовик, А.С., ЖНПФК, 19（1），67（1974）．
〔40〕Lowe, M.A., proc.of the 9th ICHSP p.26（1970）．
〔41〕Abramson, N., *Optics Letters*, 3, p.121 (1978)．
〔42〕Uyemura, T., etc., proc.of.the 12th ICHSP, p.88（1977）．
〔43〕Dubovik, A.S., etc, proc.of the 12th ICHSP, p.127（1977）．
〔44〕Uyemura, T., etc., proc.of the 13th ICHSPP, p.350（1979）．
〔45〕Lanterborn, W., etc., proc.of the 12th ICHSP, p.96（1977）．
〔46〕吴灵光，全国第三届高速摄影与光子学会议论文集（1982）．
〔47〕陈俊人，全国高速摄影会议论文选集，p.160（1978）．
〔48〕张奇等，第二届全国高速摄影与光子学会议论文选集，p.179（1982）．
〔49〕夏生杰，全国高速摄影会议论文选集，p.153（1978）．
〔50〕夏生杰等，第二届全国高速摄影和光子学会议论文选集，p.240（1978）．
〔51〕张国顺，第二届全国高速摄影和光子学会议论文选集，p.212（1982）．

〔52〕 奉孝中等，全国第三届高速摄影与光子学会议论文集（1982）.

〔53〕 Dubovik, A.S., The photographic Recording of High Speed processes, JOHN WILEY &SONS, New York（1981）.

〔54〕 植村恒义，画像计测入门，昭晃堂株式会社（昭和54年）.

〔55〕 龚祖同、张跃明等，高速摄影总论与间歇式高速摄影，科学出版社（1983）.

〔56〕 陈瑞伟，流场显示，浙江大学（1983）.

〔57〕 Merzkirch, W.F., Flow Visualization, Academic press, New York and London（1974）.

第十九章　显微物镜和目镜

第一节　引　　言

众所周知，显微镜是人们最常用的光学仪器之一。它是人们用以观察微小物体和认识微观世界的重要手段和工具，也是人们从事光学精密测量、分析微观组织、观察细微结构、进行科学实验和开展微型工艺等必不可少的科学仪器和技术装备。它的功用在于将被观测的物体或试样，应用光学原理放大成象获得一个高倍放大和高度清晰的影象，以供用肉眼进行目视观察，协同仪器的光学精密机械结构和功能附件一起工作，从而达到清晰分辨、精密分析和精确测量的使用要求和技术性能。

显微镜光学系统的结构和形式，主要取决于仪器的使用要求和技术性能。光学系统的作用在于：由显微物镜先将被观测的物体或试样标本进行清晰逼真地高倍放大，形成中间实象，再经过显微目镜把中间实象再次放大，在目镜的出瞳位置（即眼点距离）[1]上，即可用肉眼观察到高倍放大且清晰分辨的物体影象。由此可见，显微镜光学系统的基本组成是显微物镜和显微目镜两大部分，而显微镜的结构和形式则取决于显微镜的用途、目的和技术要求。由于不同行业对显微镜的用途和要求之不同，因之所用显微镜的种类和形式也随之而异，于是随着显微镜的广泛使用和不断发展，显微镜的种类和形式也就多种多样。

为了不断改善光学性能和使用功能，绝大多数的显微镜，几乎都做成在同一个仪器本体上，配备一套可更换的显微物镜[2]和目镜[3]，用不同的物镜和目镜互相交替配套，使可组成一系列放大倍率和技术性能不同的光学系统。从而构成一部多倍率、多功能、性能齐全和使用方便的完善仪器。

为了实现某种特殊的光学特性或技术功能，通常在物镜的前方或后方，加入某些特殊的光学组件或某种中间成象系统，从而构成具备光学性能优异、仪器结构精密、特性好、效能高的专用显微镜。诸如偏光显微镜、干涉显微镜、位相显微镜、对比显微镜和暗场显微镜等都具有各自特有结构和功能。其他方面还有如：作为示范教学用投影显微镜和供数人同时观看的显微镜；作为记录分析用的显微照相和电视显示的显微镜都得到了迅速的发展和应用；用于双目观察的体视显微镜在精密机械制造、精密工艺和医疗手术上已经成为必不可少的重要技术设备；随着精密电子工业、超净精密工艺、显微外科手术和微雕工艺的迅速发展，对双目立体变倍显微镜的需求也与日俱增。值得一提的是连续变倍的双目立体显微镜特别受到欢迎，它以其所特有的连续变倍特性和技术效能而别具特色、独放异彩。

一、显微系统的光学成象原理

显微镜是以光学成象而显微放大的光学仪器（参阅第五章第八节）。同放大镜相比，它

具有更高倍率的光学成象放大作用。普通的简单放大镜一般放大倍率较低，通常的可用倍率约为 4—10×，因此其用途就十分有限。而显微镜的光学系统和仪器结构却要复杂得多，因此，它的光学性能、技术功能和使用效能也都远非放大镜可比。

显微镜的基本组成是显微物镜和显微目镜两大部分。目镜的作用和放大镜虽然完全相似，但它並不等同于普通放大镜，而放大镜也不能代替目镜而工作。这不仅由于结构的差异，而且还在于观察的成象条件和象差匹配关系的限制。由此可见，放大镜、目镜和显微物镜是完全不同的三类光学系统。在物镜和目镜中，又各有几种不同类型的光学系统、结构和组合，其光学成象的性能和特点也有所不同。

放大镜和目镜

放大镜是人们最常用的简单光学仪器之一，目镜则是目视光学仪器上的一个独立部件，它的作用和放大镜相同，都是起放大成象作用，以供肉眼进行观察。放大镜能独立工作，结构一般比较简单，而目镜是仪器的附属部件，它的成象条件、象差情况和结构组合都必须和所配用的物镜和仪器本体结构相匹配。放大镜和目镜成象的共同特点是对被观察物体成象面进行直接放大成象，获得一个正立的放大虚象。

如图 19-1 所示，透镜 M 为简约的目镜（或放大镜），被观察的物高为 $y=AB$，它位于目镜 M 的前焦面 F 内，经过目镜放大成象于左前方，象面到眼睛的距离通常为肉眼最佳分辨的观察距离，即所谓“明视距离”250 毫米。由图可知，此时放大镜的视放大率即为象高 y' 对物高 y 之比值，或象距 S' 与物距 S 之比值。此时，眼睛瞳孔即为目镜的出射瞳孔，出瞳距离为 L'_2、出瞳直径为 D' 根据透镜的成象公式，当目镜的焦距为 f' 时，不难求得目镜的视觉放大率[1]，简称放大率，可写为

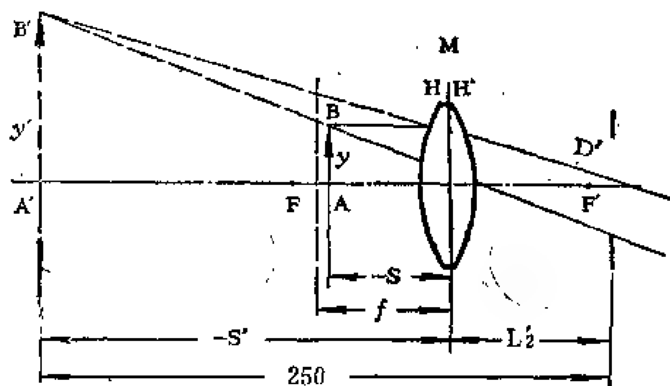


图 19-1 放大镜光路原理图

$$\Gamma=\frac{y'}{y}=\frac{S'}{S}=\frac{250}{f'} \tag{19-1}$$

上式即是目镜和放大镜的放大率公式。

放大镜是常用的光学工具，一般比较简单轻便，要求倍率不高，希望视场较大。而目镜的视场范围则受物镜视场的限制，对目镜要求有较高的放大倍率和分辨本领，由于人的眼睛生理构造和生理光学特性的限制，最高分辨区域只是眼睛视网膜的中心部分。为了有效的获得高倍率和高分辨的目视效果，对显微镜目镜的视场角则无需要求过大，一般在30—35°范围内已足够用，某些特殊的需要，目镜视场角可达 40—50° 以上[3]，其可称为显微目镜的“广角目镜”。

显微物镜

显微物镜的作用在于将被观察的物体经过物镜的放大成象，造成一个高倍放大能清晰分辨的实象，以供显微目镜进行再次成象和放大观察。

显微物镜的光学原理和成象关系虽然基本相同，但由于工作用途和技术性能之不同，其

物镜的类型和形式则多种多样。其不同之点主要是：因仪器用途的不同而使物镜的类型和结构发生变更；因工作条件的不同使物镜的技术参数改变；因光学性能数据的提高使物镜的结构组合复杂化等。总之，不同的用途和要求，必须用不同的物镜才能满足；欲找一种万能的通用物镜，常常是不现实的。

为了说明显微物镜的光学原理和成象关系[4]，我们仍用简约透镜来代表一个复杂的物镜系统。如图 19-2 所示，物镜 W 把物体 $y=AB$，放大成象为 $y'=A'B'$。物镜的前焦点为 F，后焦点为 F'。按照透镜成象的光线作图法：过前焦点的光线经透镜折射后平行于光轴；平行于光轴的光线经透镜折射后过后焦点；过透镜主点的光线方向不变直线前进。

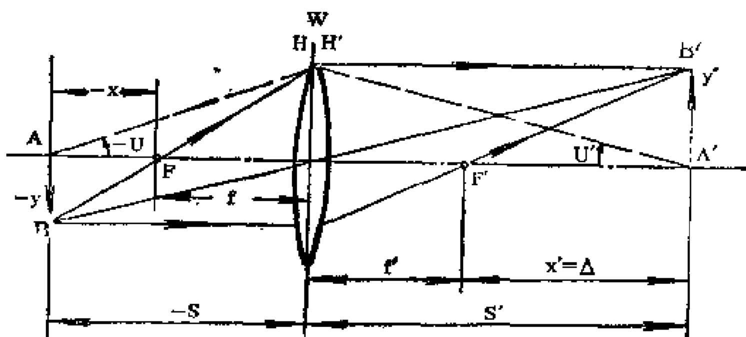


图 19-2　显微物镜光学成象原理图

上图中焦物距为 x，焦象距为 $x'=\Delta$，该 Δ 被称为显微镜的光学筒长。由上图的几何关系物镜的横向放大率可写为

$$\beta=-\frac{y'}{y}=-\frac{f}{x}=-\frac{x'}{f'}=-\frac{\Delta}{f'} \tag{19-2}$$

式中的负号表示象为倒象。过物点 A 的虚线为轴上物点成象光束中最大的孔径光线，它同光轴的交角 U 及 U' 为物方孔径角及象方孔径角。

数值孔径 NA 决定物镜的光焦度，定义为[4]

$$\mathrm{NA}=n\sin U \tag{19-3}$$

式中，n是物空间的介质折射率，U为物镜的物方孔径角。对于一定的物镜，数值孔径 NA，不论物体被覆盖或不覆盖，是干式还是浸没式，按折射定律，乘积 $n\sin U$在物空间中恒为一不变量。即

$$n_0\sin U_0=n\sin U=\mathrm{NA}$$

显微物镜的数值孔径是一项非常重要的设计性能指标，它同物镜成象的亮度、分辨本领和焦深都密切相关。

显微镜光学系统

显微光学系统主要由显微物镜和目镜所组成。如图 19-3 所示，物镜 W 和目镜 M 为一

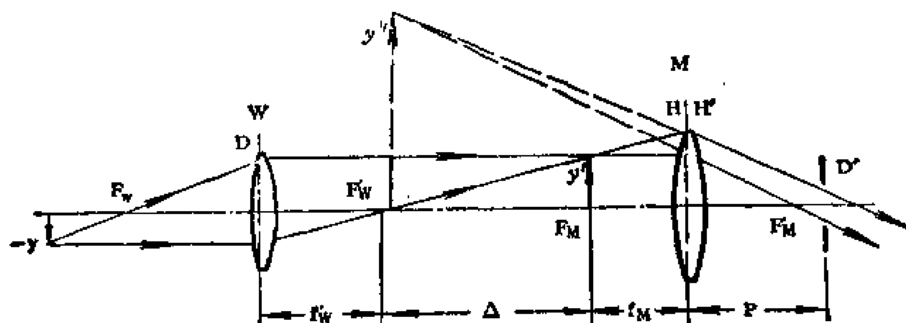


图 19-3　显微系统光路原理图

共轴的光学系统。物体 y 经显微物镜 W 成象于目镜 M 的前焦面内，象高为 y'，由目镜所观察到的放大象高为 y''，它一般位于出瞳 D' 的前方 250 毫米，即明视距离上。显微系统总放大率应为显微物镜的放大率与目镜放大率之乘积。

$$\Gamma = \beta_w \Gamma_m = -\frac{\Delta}{f'_w} \cdot \frac{250}{f'_m} \tag{19-4}$$

前面说过，显微镜是一较为复杂的高倍放大镜，它的放大率应同（19-1）相等。比较公式（19-1）和（19-4），即可得出显微系统的等效焦距 f' 为

$$f' = -\frac{f'_w \cdot f'_m}{\Delta} \tag{19-5}$$

在求得显微系统的总焦距 f' 以后，即可把显微系统视为放大镜，此时出射瞳孔直径 D' 与孔径角 U 可表为相对孔径

$$\mathrm{NA} = \frac{D'}{2f'} = \frac{\Gamma D'}{500}$$

$$\therefore \quad \Gamma D' = 500\mathrm{NA} \tag{19-6}$$

上式表明，显微镜的数值孔径 NA 是决定显微镜放大率和出瞳直径 D' 的基本参数。根据衍射理论，出瞳直径 D' 是决定仪器目视分辨本领的界限，放大率 Γ 只是几何放大率，因此，欲获得有效的放大率，数值孔径、放大率和出瞳直径应满足公式（19-6）的关系，否则将达不到预期的观测效果。

此外，有些测量显微系统，在物镜和目镜中间，常常加入一级中间成象物镜，以满足外形结构要求或达到正象目的，称此中间物镜为"转象物镜"。此类显微系统的总放大率则可写为

$$\Gamma = \beta_w \cdot \beta_z \cdot \Gamma_m \tag{19-7}$$

式中 β_z——转象物镜的线放大率。

此类显微镜，因结构复杂形体各异且多为专用设备而无通用价值，故本章将不予收入。

二、显微系统的光学性能和技术要求

一部优良的显微镜应当成为从事科研、技术和化验分析人员进行观测工作的一个得心应手的工具。显微镜的光学系统应当具有成象清晰、形体逼真和对比分明的成象质量；具有性能适中、布局合理和观测方便的光学性能；具备选型得体、结构合理和操作简便的技术特点。整个显微系统的光学性能和技术功能应能充分满足技术工作所必须的各项技术要求。由于显微镜的应用范围广泛，工作条件各异及技术要求不同，因而显微镜的光学系统和结构形式也各种各样。随着显微技术的不断完善和使用性能的提高，显微镜逐步地由通用化走向专业化和专用化，成为光学性能、技术功能和使用效能更加优越的新型仪器。专用显微镜各有特点，难于概括罄尽，因此本章只限于将通用显微镜的光学性能和技术要求作一综合叙述。

显微系统的光学特性

显微镜光学性能的优劣是显微镜工作好坏的基础，也是整体显微镜质量高低的主要标志。除了一般地达到成象清晰之外，显微镜的主要光学性能[1]通常应用以下几项加以表征，见表 19-1。

表 19-1 显微镜光学性能表

光学性能	符号	注
视觉放大率	Γ	以"倍数"计
线视场	2Y	以"毫米"计
数值孔径	NA	$NA = n \sin U$
消色差类型	C	对CF普通消色差
	F	对DF或eF复消色差
	B	半复消色差
	P	平场物镜❶
工作距离	S	以"毫米"计
眼点距离	Lz	以"毫米"计

❶平场物镜放大率色差小于1%的代号，如PC、PF或PB等

显微镜的技术性能要求

显微镜在光学性能良好的前题下，技术性能要求是决定显微镜使用功能和应用范围的主要依据。只有具备了技术性能，显微镜的使用功能和使用效能才能得到发挥。通用显微镜的技术特性可归纳为以下几类，见表19-2。

表 19-2 显微镜技术特性分类表

技术特性	简号	注
平场物镜	平	平象场物镜
金相物镜	金	金相分析
偏光物镜	偏	偏光测量、晶体分析
暗场物镜	暗	透明物体暗场观测
浸没物镜	浸	油、水、甘油等
高温物镜	高	高温下工作
位相物镜	位	位相
生物物镜	生	生物化验及分析[5]
紫外物镜	紫	紫外光工作
荧光物镜	荧	荧光物质分析
耐辐射物镜	耐	辐射物质分析

显微镜机械结构要求[6,7]

显微镜的机械结构及外形应与显微镜光学系统的光学性能和技术特性相适应。同时还应切实满足操作使用的要求，仪器整体应具备布局合理、造型美观、性能可靠和操作方便等特点。由于显微镜的种类繁多，形式各异，机械结构和技术要求也各有不同。一般特性和技术要求如下：

①显微镜的总体结构应高度适中、布局合理、造型美观和操作方便。

②显微镜的光学成象应倍率适当、大小可变，目镜及物镜应更换方便、成象清晰、象质良好和象面齐焦。

③显微物镜的转换应转动灵活、定位可靠，物象共轭距保持常量，各物镜互换时应均能象面齐焦；目镜的更换应方便灵活、稳定可靠並满足齐焦。

④显微镜本体应结构牢靠、安装稳定、调整方便和便于清洁。

⑤显微镜支架本体的导槽应平滑灵活、稳定可靠，调焦手轮应有粗调和细调之分，细调手轮应具有测微刻划以测定深度。

⑥载物台应能纵横位移及左右旋转任意角度，并应有坐标及角度刻划。测量显微镜还应具备测微器或游标刻划；台上应有标本或试样夹持器或弹簧以夹持试样。

⑦照明器或照明系统应能对自然光和人工照明两用，调焦方便，转动灵活。照明系统与显微光路系统应严格同轴，物面照明应明亮均匀，亮度可调。

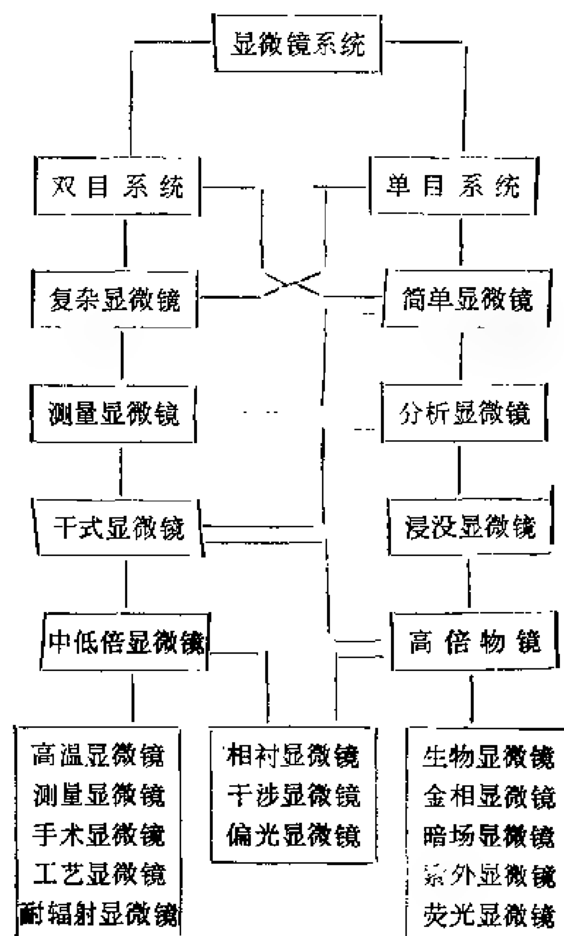
⑧显微镜本体底座应稳定牢靠及三点接触。

⑨专用显微镜应功能齐全、准确可靠，附件齐全。

三、显微系统的基本类型

显微镜的应用，随着科学技术的发展而发展。从显微镜光学系统的类型来看，基本可归纳为两种类型，即简单显微镜和复杂显微镜。在显微系统中，凡具有显微物镜、显微目镜和照明器等三个部件的系统称之为简单显微镜；而在显微系统中，具有显微物镜、显微目镜、照明器和转象物镜等四部分组成者，则可称为复杂显微镜，其他各个部件的多少並不影响光学

表 19-3 显微镜系统分类表



系统的类型，前者多为通用显微镜，而后者则多为测量仪器、机床光学、医疗光学和其他专用设备之中，因其光路较长，亮度较低，故多属中低倍显微镜而应用。从光路情况区分，可分为单目显微镜和双目立体显微镜两类。单目显微镜是大量通用的，而双目立体显微镜则多为专用的低倍率的工艺显微镜，其中还有变倍的、连续变倍的等形式。

关于显微镜的系统、门类、性能和用途，见表 19-3。

第二节　显微镜的技术规范

虽然，绝大多数的显微镜都已采用了某种标准和系列，但是由于国家和厂家的不同，而只形成了各自的标准和系列，所以总的来讲，还是既不标准而又不统一。早期的显微镜，大多数采用了英国显微镜协会的螺纹规格，后来建立了标准，标记为“RMS”（即英国显微镜协会[8]）。我国已制订了显微镜部颁标准和系列，其中有显微物镜、显微目镜、生物显微镜和体视显微镜等类。从显微镜的镜筒长度、物镜倍率、数值孔径、线视场、工作距离和目镜倍率等项光学性能指标都作了相应的规定。

通常，对显微镜系统都要求有可变的视放大率，即显微镜的物镜及目镜都要有互换性，在物镜或目镜更换时需要保持象面的稳定性，即满足成象的“齐焦”。由此可见，显微镜的镜筒长度必须统一；物镜和目镜的放大率必须成为相互配套的数据系列；物镜的数值孔径与其放大率应相适应；线视场与放大率相匹配等等。

我国现行的显微镜系列标准已成为各生产厂家研制和生产显微镜的技术规范和依据。

一、显微物镜系列[2]

显微物镜可分为普通显微物镜和生物显微物镜两种类型。其主要区别在于显微镜的技术功能和使用要求不同，就其物镜的结构型式和光学性能技术数据以及物镜的标准系列来看并无原则的不同。

显微物镜的技术要求

①普通显微物镜的物象共轭距离 L 规定为 195 毫米及无穷远，低倍消色差物镜则不受此限。

②普通显微物镜的共轭距离为有限远时，其机械筒长规定为 160 毫米。即物面到镜筒安装面的凸缘高为 35 毫米。

③显微物镜的放大率

当显微物镜的共轭距离为有限远时，物镜的线放大率（或称垂轴放大率）规定为

$$\beta=\frac{y'}{y}=\frac{\text{象高}}{\text{物高}} \tag{19-8}$$

当显微物镜的共轭距离为无限远时，物镜的视觉放大率 γ 则规定为

$$\gamma=\frac{250}{f'} \tag{19-9}$$

式中　f'——为显微物镜之焦距，以毫米计。

④平场消色差物镜、平场复消色差物镜及平场半复消色差物镜。

所谓消色差物镜为至少校正了轴上象点的球面象差、位置色差及彗差的物镜。

所谓平场物镜为在规定视场内校正了象面弯曲和象散的物镜。当然，平场物镜总是消色差物镜，故称为平场消色差物镜。对于轴外视场的垂轴色差以相对垂轴色差来区分，垂轴色差小于1%者标以代号，在2.5%以上者则以象方线视场作区分。

所谓复消色差物镜为对光谱线C、D（或e）和F三色校正色差。校正好者称为"复消色差物镜"，基本校正或部分校正者则为"半复消色差物镜"。

平场消色差物镜的垂轴色差小于2.5%的物镜以放大率β和共轭距离L规定其线视场Φ的大小，（表19-4）；垂轴色差小于1%的平场物镜按消色差状况标以代号，（表19-5）。

表 19-4　平场物镜视场表

L　Φ　β	<	63×	<
有限远	25		20
无限远	20		

表 16-5　平场物镜代号表

平场　代号　色差	消色差	半复消色差	复消色差
	C	B	F
P	PC	PB	PF

⑤常用显微物镜的放大率色圈标志。在显微物镜的外壳上以彩色圈标注物镜的放大率。物镜放大率色圈的规定，见表19-6。

表 19-6　显微物镜倍率色标

放大率 β	10×	40×	63×	100×
色圈颜色	紫	黄	红	白

显微物镜基本参数系列[2]

常用显微物镜的基本参数以物镜的线放大率β和数值孔径NA来区分。根据物镜的成象质量按消色差物镜、平场消色差物镜、平场复消色差和平场半复消色差等四类物镜规定其放大率β和数值孔径NA的系列。见表19-7。表中，除100×油浸物镜之外，其他物镜均系干式物镜，如需要油浸或水浸等物镜时，其放大率应按本标准系列取值，数值孔径则不作规定。表中带括弧的放大率仅在反射光下工作，一般极少应用。

显微实验标本用盖玻片

微观用盖玻片和防止机械损伤与灰尘侵入显微实验标本用盖玻片，标准规定了盖玻片的外形尺寸系列及其主要技术指标[9]。

（1）盖玻片的外形规定为正方形和长方形两类，长和宽的外形尺寸系列规定如下：

9×9　18×18　20×20　24×24　30×30

40×30　40×40　60×40　80×60　100×80

表 19-7　显微物镜基本参数系列

NA$_{min}$ 代号 类 / 放大率 β	消色差	平场消色差	平场复消色差	平场半复消色差
	C	PC	PF	PB
1.6×	0.04	0.04	—	—
2.5×	—	0.07	—	—
4 ×	0.10	0.10	0.16	—
6.3×	—	0.15	0.20	0.20
10 ×	0.25	0.25	0.30	0.30
16 ×	—	0.32	0.40	0.40
25 ×	0.40	0.40	0.65	0.60
40 ×	.650	0.65	0.80	0.75
(50 ×)	—	0.75	—	—
63 ×		0.85	0.95	0.90
(80 ×)	—	0.95	—	—
100 ×	1.25	1.25	1.25	1.25

(2) 盖玻片的玻璃折射率规定为 $n_D = 1.516$，厚度尺寸规定为 $d = 0.17$ 毫米。盖玻片的质量按其折射率和厚度的允许偏差分为五个等级，见表 19-8。

表19-8　显微镜实验玻片质量分级

项目	名义值 公差 级别	1	2	3	4	5
折射率	1.516	±0.002	±0.002	±0.002	—	—
厚　度	0.17	±0.01	+0.02 −0.03	+0.03 −0.07	+0.05 −0.07	+0.07 −0.09
用　途		通　用	NA≤0.65	可调物镜	NA≤0.3	保护片

(3) 两平面应相互平行，其最大平行差以厚度公差为限。

(4) 盖玻片的规格和质量等级标志规定为"长×宽——等级"仪 (Y) 79-62

示例：如标志为"40×30-2"仪 (Y) 79-62　是表示外形尺寸为长 40 宽 30 的二级长方形盖玻片，其质量标准按标准仪 (Y) 79-62之规定。

(5) 盖玻片的表面光洁度及玻璃疵病的质量等级见表 19-9。

表 19-9　盖玻片表面质量规格表

疵病 / 检验方法 / 区域 / 级	1—3级		4—5级
	直径为 0.7 宽度的中心区	边缘区	全表面
气泡、结石、麻点、擦痕	放大 5 倍看不见	用肉眼看不见	
条　纹	用肉眼看不见		

二、显微目镜系列 [3]

显微镜目镜可分为观察目镜和摄影目镜两类。观察目镜又可分为普通目镜和平场补偿目镜，其区别在于：普通目镜一般指惠更斯目镜、凯涅尔目镜和对称目镜等；而平场目镜系指在全视场范围内校正了象面弯曲和象散的普通目镜，平场补偿目镜系指配合消色差物镜、平场复消色差物镜和平场半复消色差物镜的使用，在其实用视场内的垂轴色差 CDM 在 1.5—2% 之间的目镜。

显微目镜的技术要求

（1）显微目镜的放大率规定为

观察目镜 $\Gamma=\dfrac{250}{f'}$

摄影目镜 $\beta=\dfrac{y'\text{（摄影目镜成象象高）}}{y\text{（被摄中间象象高）}}$ （19-10）

（2）显微目镜中观察目镜的前焦面应位于目镜支承面之下 10 毫米。

（3）摄影目镜为供显微镜进行摄影或投影之用的目镜。

（4）广角目镜为目镜的放大率 Γ 和视场角 2W 之积为 $12\times50°$ 以上的目镜及 $10\times40°$ 以上的平场目镜。

显微镜目镜的基本参数

显微镜目镜的基本参数主要为目镜的放大率 Γ 及其相应的线视场 2Y。下面按普通目镜、平场补偿目镜和摄影目镜三种类型将技术参数规格列于表 19-10。

表 19-10 显微目镜基本参数表

类型 \ 2Y \ Γ	2.5×	4×	5×	6.3×	8×	10×	12.5×	16×	20×	25×
普通目镜	—	—	20	18	16	14	12.5	10	8	6.3
平场补偿目镜	—	—	—	—	16	14	12.5	10	8	6.3
摄影目镜	20	20	20	18	16	14	12.5	—	—	—

显微目镜的类型及代号

显微目镜的类型和形式，按其光学系统的光学性能和技术特点进行区分。目镜的基本类型主要有平场目镜、广角目镜和摄影目镜三种类型，其结构形式分为普通形式和补偿形式两种，对以上类型和形式分别规定其代号。显微目镜的类型代号规定见表 19-11。

表 19-11 显微目镜类型代号

分类 \ 代号 \ 型式	普通式	补偿式 B
平场目镜	P	PB
广角目镜	G	GB
摄影目镜	S	

显微光学系统的总放大率

显微镜由物镜系列和目镜系列互相配合可构成一系列大小不同的系统总放大率。具有这样一系列可变放大率的显微镜，对于各种观察和放大的工作需要将会更加方便，在光学性能和技术功能上都将十分完备齐全，从而扩大了显微镜的应用范围和适用性，也增强了该显微镜的技术功能和使用效能。

根据上述显微镜物镜放大率 $\beta_物$（表 19-7）和显微目镜放大率 $\Gamma_目$（表 19-10）相互交替配合所组成的显微镜系统放大率 Γ 系列，见表 19-12。

表 19-12 显微镜放大率组合表

$\beta_物$ \ Γ \ Γ_m	5×	6.3×	8×	10×	12.5×	16×	20×	25×
1.6×	8×	10×	12.8×	16×	20×	25.6×	32×	40×
2.5×	12.5×	16×	20×	25×	31×	40×	50×	63×
4×	20×	25×	32×	40×	50×	64×	80×	100×
6.3×	32×	40×	50×	63×	79×	100×	126×	158×
10×	50×	63×	80×	100×	125×	160×	200×	250×
16×	80×	100×	128×	160×	200×	256×	320×	400×
25×	125×	158×	200×	250×	313×	400×	500×	625×
40×	200×	250×	320×	400×	500×	640×	800×	1000×
(50×)	250×	315×	400×	500×	625×	800×	1000×	1250×
63×	315×	397×	504×	630×	788×	1008×	1260×	1580×
(80×)	400×	504×	640×	800×	1000×	1280×	1600×	2000×
100×❶	500×	630×	800×	1000×	1250×	1600×	2000×	—

❶表中 100×物镜为油浸物镜

上表中粗黑线框之内的放大率为最常应用之倍率组合

三、体视显微镜[10]

体视显微镜一般放大倍率较低，通常约在 200× 以下。根据其光学特性体视显微镜可分为普通体视显微镜和连续变倍体视显微镜两类。

体视显微镜的光学特性

（1）体视显微镜的成象质量明亮清晰，其清晰范围应不小于全视场直径的 70%。

（2）体视显微镜物镜的鉴别率在视场中心应附合表 19-13 的规定。

（3）体视显微镜的物镜变换倍率时应保持齐焦，即不加调焦也能清晰观察。

（4）体视显微镜当物镜变倍时，视场中心象面位移量应不大于视场直径的 1/4。

（5）体视显微镜的物镜和目镜的放大率及视场直径的偏差均不应大于 5%。

（6）体视显微镜左右两支的放大率之相对误差应不大于 1%。

表 19-13 体视显微镜物镜鉴别率表

物镜放大率 β_{m}	0.63×	1×	1.6×	2.5×	4×	6.3×	10×
中心分辨率 N●	60	85	110	140	200	260	350

●中心分辨率 N 为（条数/毫米）。

（7）体视显微镜左右两支的观察视场应相互一致，不应产生目视可见的双象、象倾斜及视场缺损等现象。

（8）体视显微镜的照明应充足明亮、照度均匀及左右亮度均衡，且应在各种倍率下能正常工作。

体视显微镜的技术要求

（1）体视显微镜的目镜应为广角目镜，其技术参数应符合显微镜目镜系列之规定。

（2）目镜的视度调节范围为±5个屈光度。

（3）两目镜之出瞳中心距离应能自由调节，其目瞳距调节范围不小于55—70毫米。

（4）体视显微镜的支架内孔直径尺寸规定为 Φ 15 D_4 毫米。

（5）体视显微镜的最小工作距离应符合表19-14的规定。

表 19-14 最小工作距离表

总放大率 Γ（倍）	<80×	80—120×	120—160×	160—200×
最小工作距离(毫米)	80	45	25	15

（6）体视显微镜应外形美观、布局合理，结构牢靠及活动平稳灵活、无突跳现象。

第三节 显微物镜

虽然，绝大多数的显微镜物镜都采用了标准螺纹，并且大多数的目镜几乎采用了相同的镜筒直径[8]，从而，它们具备了物理上的互换性，然而，由于种种原因，并没有真正地具备光学上的互换性。首先，从试样平面到物镜的接口距离，即物镜的凸缘高，对不同的物镜是不同的，且不同类型的物镜之光学筒长也不尽相同，因而物镜的物象共轭距离不同，不能齐焦；其次，物镜垂轴色差的校正，现代的习惯是对全部物镜系列校正到同一水平，因而能用一些简单的目镜类型使全部系列组成一致的垂轴色差，这一点在早期的物镜是难于做到的。

现代显微镜的设计，在显微镜本体镜筒内部，中继透镜系统几乎越来越向万能的方向发展，使之视场和瞳孔便于到位，使双目视场同视场光栏便于重合，使照相底片平面位于最佳位置上。这种中继透镜组合无论是定焦距还是变焦系统，总是连结在物镜和目镜之间，使之给出适当的眼点位置和最佳的象面校正。

一、显微物镜的基本类型及光学性能

显微物镜的总体技术性能和使用功能在表19-3中曾经给出了综合归类；而从显微物镜光学系统的结构形式和成象特点上则可以归纳为以下几种类型：

显微物镜的基本类型

（1）显微物镜从工作波段可分为

①可见光显微物镜，即普通常用的目视显微镜的物镜。

②红外显微物镜，用于红外摄影和目视观察以及考古分析和研究工作。

③紫外显微物镜，用于分析研究工作。

（2）可见光显微物镜从消色差状况可分为：

①消色差显微物镜——对光波谱线CF消色差。对谱线D或d消球差及慧差。

②复消色差显微物镜——对光波谱线CF及D（或d）相互全消色差。

③半复消色差显微物镜——对光波谱线CF消色差，对CF与D部分消色差。

（3）显微物镜从象场状况可分为：

①普通显微物镜——视场较小，象面弯曲及象散较大。

②平场显微物镜——视场较大，矫正了象面弯曲及象散差。

（4）显微物镜从浸没状况可分为

①干式显微物镜。

②油浸显微物镜。

③水浸显微物镜。

④甘油浸显微物镜。

（5）显微物镜从工作距离可分为

①普通显微物镜——较短工作距离。

②长工作距离物镜——工作距离较长，如高温显微镜物镜等。

（6）显微物镜照明系统可分为

①明场照明系统——普通显微物镜均属明场照明，其光学系统有透射式聚光系统和反射式聚光系统两种类型。

②暗场照明系统——亦分透射式聚光系统和反射式聚光系统两种类型。

（7）其他显微物镜如偏光显微镜、干涉显微镜、相衬显微镜、荧光显微镜和辐射显微镜等均有一些特殊功能部件以获得所需的独特功能，而就物镜的光学结构和光学特性而言，除个别例外，一般来看并无原则的不同。

各类显微物镜的光学特性[11]

（1）消色差物镜

普通中、低倍率的显微物镜均采用消色差物镜，对于要求较高的大倍率物镜，由于消色差物镜的二级光谱色差较大，妨害了成象质量的提高，因此对高倍率显微物镜则采用复消色差物镜或半复消色差物镜。

（2）平场显微物镜

中、低倍率的显微物镜，由于物镜焦距较长，象面弯曲较小，而高倍显微物镜的焦距很短、其象面弯曲则加大，因而有效的象面直径因物镜的象面弯曲增大而缩小，所以欲获得满意的观察则必须采用平场显微物镜。平场物镜的主要特点，就是较好的矫正了轴外成象的象面弯曲和象散，从而达到象面变平、视场增大及整个视场的成象清晰度均相应提高。

（3）浸没物镜

在显微物镜的物空间浸满某种透明浸液，使观察试样处于浸液之内，用以提高物镜之数值孔径，增强物镜之聚光能力和物镜成象的分辨本领。此类物镜即称为浸没物镜。

由公式(19-3)可知，在物镜最大孔径角U为一定时，浸液物镜的数值孔径 $NA = n\sin U$ 比干式物镜的数值孔径 $NA = n_0 \sin U = \sin U$ 将增大n倍，因干式物镜的物方折射率 $n_0 = 1$（空气），而浸液物镜的物方介质折射率为n，所以，浸液物镜在同样的结构下，具有n倍的数值孔径。

在成象面上，象的亮度同物镜数值孔径的平方 $(NA)^2$ 成正比。成象的线分辨率

$$N = 3600\ NA\ \text{线对/毫米} \tag{19-11}$$

焦深同数值孔径的平方 $(NA)^2$ 成反比，即

$$\text{焦深} = \pm \frac{n\lambda}{2(NA)^2} \tag{19-12}$$

式中，λ 为工作的光波波长，n是物空间中最底层的折射率。

（4）长工作距离物镜

此类物镜光学组合的结构特点是物镜组合基本由两部分组成，其前组为一较大光焦度的正组合，后组为一负光焦度组合，中间有一定长度的间距所组成，它是一个典型远焦物镜。所以，在同样的放大倍率下，它比普通物镜具有更长的工作距离。由于这一特点，它适用于高温条件或长物距的要求，适于作高温显微物镜和手术工艺显微物镜之用。

（5）红外和紫外显微物镜

此类物镜主要用于红外光和紫外光下工作。红外光对不同时间的涂复或着色有极高的敏感性，用此特性可广泛地对文件古物进行研究，对文件的涂改真伪进行鉴别；而紫外光波长更短，它具有更高的线分辨率N和更小的焦深，可供特殊的分析研究之用。

（6）其他特殊功能的显微物镜

特殊功能的显微物镜，种类较多，各有各自的特性和专门用途，如偏光显微镜可对晶体进行分析和研究，测定晶轴，进行物理光学实验分析等；干涉显微镜和对比显微镜等都可作物质结构的微观结构分析；暗场物镜可观察透明物体的低对比散射轮廓结构等等，总之特殊功能的显微镜各有特殊的专门用途，不胜枚举。

二、显微物镜的典型结构

显微物镜的结构组成多种多样，它通常由若干个组合构造而成。物镜的性能好坏取决于组合的复杂程度和设计的水平。不同光学性能的物镜便有不同的结构形式，物镜的具体结构最终还取决于光学系统的象差平衡和矫正情况，从基本结构类型来看，显微物镜可归纳为以下几类：

（1）消色差物镜

此类物镜结构较为简单，是大量最常用的显微物镜。在可见光波段对光谱线C与F消色差，对D光消球差和彗差，由于不同色光焦距不同，当对C F消色差后在C D和F D之间则残留着较大的二级光谱色差，同时各色光的球差也各不相同，各环带相互不同，存在着所谓“色球差”。基于上述二级光谱色差和色球差的存在，普通消色差物镜的成象质量受到很大限制，所以对中低显微物镜尚可应用，而对高倍显微物镜的分辨率和成象质量都达不到应有的技术要求。消色差物镜的典型结构如图19-4所示。

（2）复消色差物镜

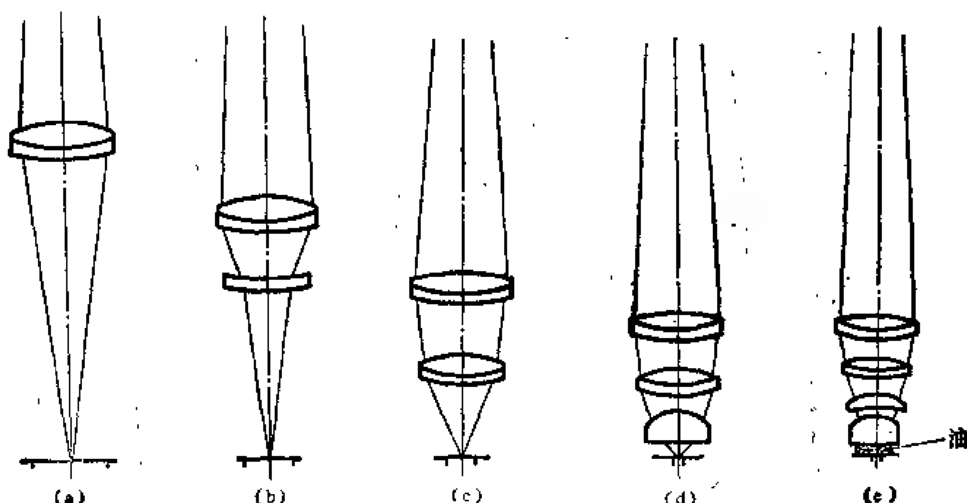


图 19-4　消色差物镜典型结构图

（a）4.0×0.10 NA，线视场 4.5 毫米

（b）3.5×0.09 NA，线视场 5.2 毫米

（c）10×0.25 NA，线视场 1.8 毫米

（d）43×0.65 NA，线视场 0.42 毫米

（e）97×1.30 NA，线视场 0.18 毫米，油浸物镜

复消色差物镜是应用特殊的光学材料，萤石-光学晶体、透镜加入物镜的组合而制成的物镜，此类物镜在可见光范围内能很好地矫正二级光谱色差，萤石的色散和普通光学玻璃不同，用这两类色散不同的光学材料互相配合所设计的显微物镜，可使二级光谱和色球差减少到普通物镜残余色差的几分之一，从而达到复消色差的目的。复消色差物镜的若干典型结构如图 19-5 所示。

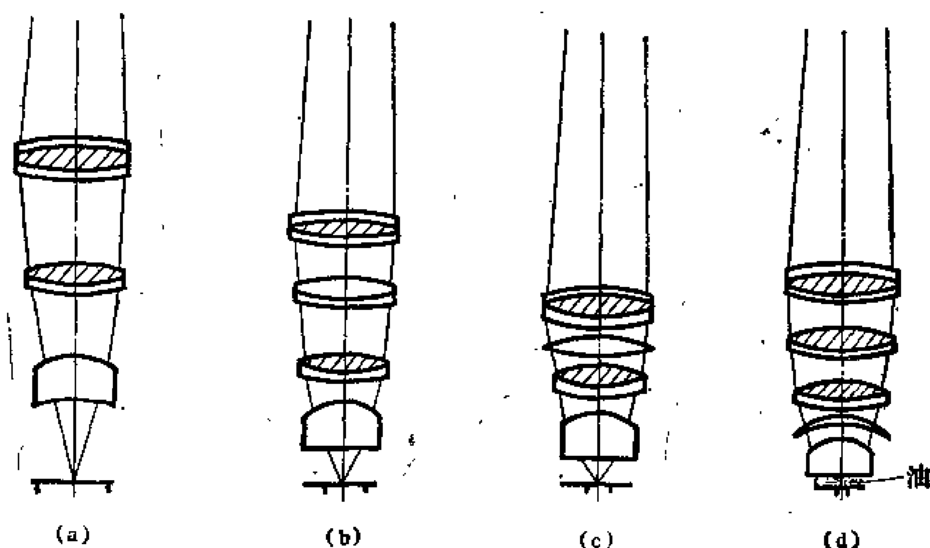


图 19-5　带萤石透镜的复消色差物镜●

（a）10×0.30 NA　线视场 1.80 毫米

（b）20×0.65 NA　线视场 0.90 毫米

（c）47×0.95 NA　线视场 0.38 毫米

（d）61×1.40 NA　线视场 0.30 毫米

●在图中带阴影的透镜为萤石透镜

对未完全矫正好二级光谱和色球差的物镜则称为半复消色差物镜。此类物镜通常采用萤石透镜较少，多为1-2块，因而不能完善地矫正象差，二级光谱和色球差一般介于复消色差和普通消色差的物镜的中间状态。即它的成象质量优于普通消色差物镜，而次于复消色差物镜。

（3）平场物镜

如前所述，平场物镜是一种小的或没有象面弯曲的新型显微物镜。它在光学系统设计中，着重校正了物镜的象面弯曲和象散，有效地扩大了视场，提高了成象的清晰度，从而获得平整而清晰的象场，所以称为“平场物镜”。平场物镜比普通物镜在结构上较为复杂，但光学性能却更为优越。

根据色差的矫正状况，和普通物镜一样，平场物镜可分为消色差物镜、复消色差物镜和半复消色差物镜三类。

为了简化结构和工艺，平场物镜常常设计成用一个公用的矫场负透镜组合置于物镜后部镜筒的接口之内，而物镜转盘上的各个物镜组合则可大为简化，每个物镜组合都能与后部矫场透镜构成一个完善的平场物镜。这种结构意味着，后部透镜同转盘上的各个物镜均有互换性，而同其他物镜则无互换性。在图19-6中，给出了此类平场物镜的若干典型结构。

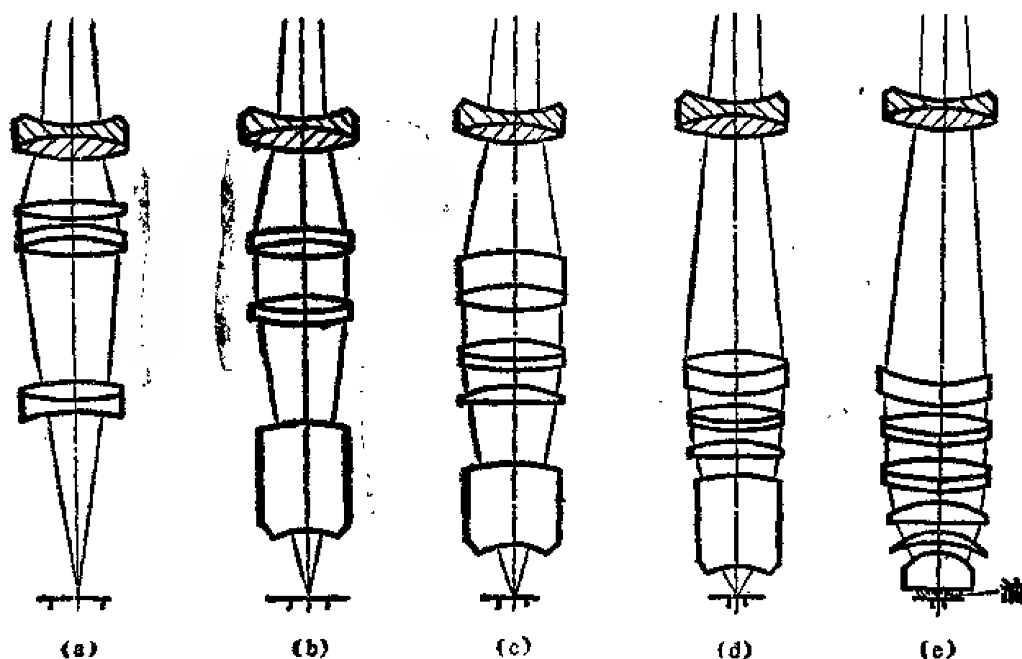


图19-6　平场物镜的若干典型结构①

（a）4.0×0.09NA　线视场4.50毫米

（b）10×0.25NA　线视场1.80毫米

（c）20×0.50NA　线视场0.90毫米

（d）40×0.65NA　线视场0.45毫米

（e）100×1.25NA　线视场0.18毫米

①图中带阴影的透镜为公用的后部矫场透镜

（4）暗场显微物镜

暗场物镜的主要特点是它具有一个特大孔径的空心强光照明光锥，照明系统有透射照明和反射照明两种，分别运用于透射观察和反射观察两种工作情况。照明光束不能直接射入物

镜的系统之中，当无物体存在时，显微镜视场应是黑暗无光，因此称为“暗场物镜”，而当被观察物存在时，由于物体介质对照明光束的散射、折射和反射，改变了照明光束的光路，从而在视场成象，显现被观察透明物体光亮散射的清晰图象，该图象即是物体形状光量散射分布的实际图象，可是这种图象用明场显微镜是看不到的，暗场显微镜的这种特性为我们研究低对比透明物体提供优越的方法。图19-7所示是一个带有抛物面反射照明器的暗场显微物镜，从抛物面反射聚焦的光束在照明物面上聚焦并反射，如果物体表面无散射物，则聚焦光束在反射后仍发散进入抛物面聚光镜，否则被物体散射部分的光束则进入物镜而成象。

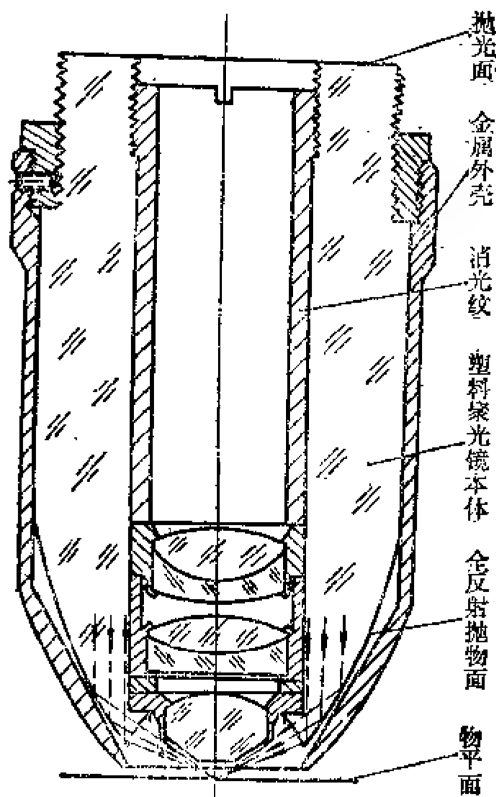


图19-7 高倍暗场显微物镜结构图
40×0.65 NA

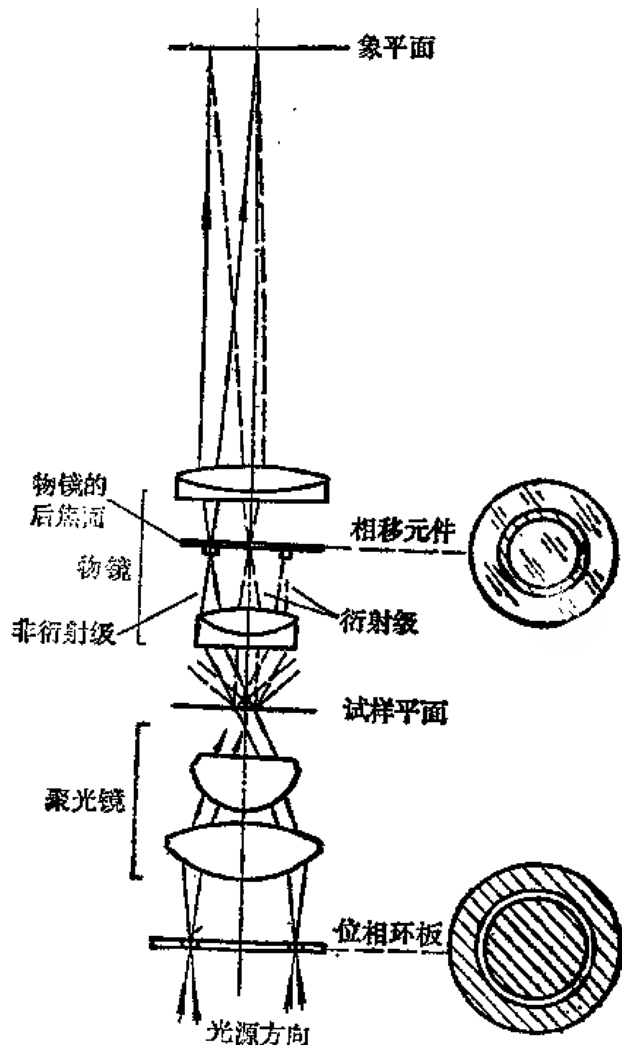


图19-8 相衬显微物镜光路原理图

（5）相衬显微物镜

图19-8所示是一个相衬显微物镜的典型结构，它的物镜和照明聚光镜在物空间均有良好的平面共轭波面，在聚光镜的前焦面上装一透明的位相环板，而在物镜的后焦面放一与之相共轭的不透明的位相环板，叫相移元件，在试样平面上，若无物体对光波产生衍射，照明光束则被相移元件的不透明位相环全部遮蔽，在象面上则漆黑无光，而当物体存在并对平面光波产生衍射时，照明光束的衍射部分则以衍射角方向进入物镜到达物镜后焦面上将不再聚焦于遮光的暗环上而到达象面成象，不难想象，此时象面的成象则是物面上各点产生衍射光束强弱的亮度图象。通过光度位相对比强弱的特性即可观察物体的结构特性并进行分析。

（6）紫外光折反显微物镜

图19-9所示是一典型紫外光折-反式显微物镜光路原理图，其中透镜光学材料均应用

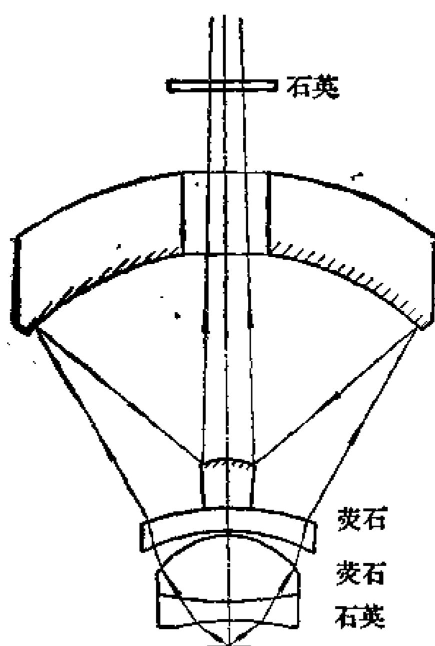


图 19-9　折反式紫外显微物镜（53×0.72 NA）

了透过紫外光的石英和萤石，主要的聚焦成象则采用球面反射镜，它与材料的透光性能无关，上面的窗口仍用透紫外光的石英材料。

三、显微物镜技术性能数据一览表

本书共汇集了国内外 32 个著名厂家的技术性能数据。表 19-17 列出了显微物镜1014个，其中我国 65 个国外949个。表中各栏说明如下：

纵栏 1，是显微物镜的放大率，按公式(19-1)或(19-2)进行计算。

纵栏 2，数值孔径 NA＝n sin U 由公式(19-3)计算。

纵栏 3，系按各厂家规定之盖玻片厚度列入。

纵栏 4，镜筒长是制造厂家的技术规范，它规定了成象距离。表中我们指定为从物镜凸缘到象面的距离。虽然在文献里有“光学筒长”或“机械筒长”，在我们的术语中则为物镜的凸缘高加镜筒长等于物到象的距离。

纵栏 5，凸缘高是由物面到镜筒凸缘的距离。在国内几个物镜因规格不一则均取为物面到物镜后顶点之距离。对有盖玻片与无盖玻片两者同样有效。

纵栏 6，安装螺纹为英国显微镜协会的新标准 0.800 按优先数 36 每吋螺纹 55° 并标记为“RMS”，其余均标为“专”字。

纵栏 7，工作距离一般为物距。对金相显微物镜指定为由物面到物镜最下的金属接触面之距离，对生物显微物镜则规定为到盖玻片的上表面而不到物面。

纵栏 8，生产厂家名称缩写字见表 19-15。

纵栏 9，生产厂家的产品目录号无需说明。

纵栏10，在备注栏内简要标注了该物镜的设计类型、技术特性、使用功能及主要装置附件等项目。因表格空间所限，在该栏均用简称缩写标注，表中诸缩写字意义，见表 19-16。

此外，在表中纵栏（3），（4），（5）和（7）中所有数字单位均以毫米计值。对反射照明无盖玻片的物镜标注为“金”，反之适于生物观察则不标。

表 19-15　生产厂家名称及简称表

序　号	厂　名	原　文	简　称
1	云南光学仪器厂		云光厂
2	西北光学仪器厂		西光厂
3	东北光学仪器厂		东光厂
4	华中精密仪器厂		华中厂
5	中南光学仪器厂		中南厂
6	西安 205 所		205 所
7	一机部联合设计		一机联
8	福建光学技术研究所		福光所
9	江西光学仪器厂		江光厂
10	重庆光学仪器厂		重光厂

续表

序　号	厂　名	原　文	简　称
11	顺昌镜头厂		顺 昌 厂
12	厦门光学仪器厂		厦 光 厂
13	苏州第一光学仪器厂		苏 一 光
14	青岛光学仪器厂		青 岛 厂
15	新添光学仪器厂		新 添 厂
16	曙光仪器厂		曙 光 厂
17	湖光仪器厂		湖 光 厂
18	星火仪器厂		星 火 厂
19	新光仪器厂		新 光 厂
20	红光器材厂		红 光 厂
21	美国光学公司	American Optical Co.	AO
22	鲍史、朗伯	Bausch & Lomb	BL
23	莱　茨	Leitz	L
24	尼　康	Nikon	N
25	奥林巴斯	Olympus	O
26	尤 尼 唐	Unitron	U
27	雷　含	Reichert	R
28	维 克 斯	Vickers	V
29	威 尔 德	Wild	W
30	蔡　司	Zeiss	Z

表 19-16　显微物镜技术特性缩写

序　号	缩　写	意　义	序　号	缩　写	意　义
1	消	消色差物镜	18	浸	浸没物镜
2	复	复消色差物镜	19	长	长工作距物镜
3	半	半复消色差物镜	20	高	高温物镜
4	平	平场物镜	21	反	反射照明器
5	金	金相物镜	22	管	延伸镜管
6	偏	偏光物镜	23	万	万能工作台
7	位	位相物镜	24	板	高对比位相板
8	干	干涉物镜	25	环	象差校正环
9	暗	暗场物镜	26	盖	浸 没 盖
10	衬	相衬（对比）物镜	27	石	石英盖玻片
11	紫	紫外物镜	28	短	短固定物镜
12	荧	荧光物镜	29	快	快变化物镜
13	折	折反物镜	30	磁	磁度物镜
14	耐	耐辐射物镜	31	孔	长孔安装孔
15	油	油浸物镜	32	弹	弹性保护片
16	水	水浸物镜	33	到	象距到……
17	甘	甘油浸物镜	34	视	视度调节

表 19-17 显微物镜技术性能数据一览表

放大率 (1)	数值孔径 (2)	盖玻片厚 (3)	镜筒长 (4)	凸缘高 (5)	螺纹 (6)	工作距离 (7)	生产厂 (8)	目录号 (9)	注 (10)
0.9	……	……	160	33.7	RMS	173.0	AO	123	消
1.0	0.04	0.17	150	……	RMS	4.4	Z	46 20 10	平，消
	0.04	0.17	150	……	RMS	4.4	Z	46 20 11	平，消，偏
	0.04	0.17	152	45.0	RMS	29.7	L	519 050	平，消，浸
1.2	0.03	……	160	60.6	RMS	29.7	N	200-30-000	平，消
1.3	0.03	0.17	160	36.77	RMS	38.4	O	1-B501	平，消
	0.03	0	200	……	RMS	……	O	……	平，消，金，暗
1.5	……	……	160	……	RMS	9.0	AO	124	消
	……	0	167	130	专	110.0	L	810 313	消，金，暗
2.0	0.08	0.18	160	33.7	RMS	71.2	AO	C101	消
	0.08	0.18	145	72.2	RMS	59.0	BL	31-10-05-01	消
	0.06	……	146	……	……	49.0	W	5000	消
	0.05	……	160	60.6	RMS	35.6	N	200-30-001	平，消
	0.05	0.17	160	36.77	RMS	42.2	O	1-B510	平，消
	……	……	167	111	专	90.0	L	810 344	消，金，暗
	0.09	……	103.2	54.85	……	51.85	西光厂	25X	消
2.5	0.08	0.17	151	37.0	RMS	5.0	R	9223101	平，消
	0.08	0.18	140	44.0	RMS	17.0	V	M025611	平，消
	0.08	0.17	150	45.0	RMS	9.0	Z	46 01 10	平，消
	0.08	0.17	150	45.0	RMS	9.0	Z	46 01 18	平，消，偏
	0.08	0.17	152	45.0	RMS	13.6	L	519 049	平，消
	0.07	0.17	152	45.0	RMS	14.0	L	519 044	消
	0.05	……	200	……	RMS	……	O	……	平，消
2.6	0.08	0.18	145	53.7	RMS	43.5	BL	31-10-07-01	消
2.8	0.08	……	181	38.0	RMS	5.0	R	9228201	平，消
3.0	0.07	……	144.7	50.24	……	47.54	云光厂	4-01①	消
	0.10	……	140.6	50.00	……	47.00	西光厂	25X	消
	0.10	0	156	69.00	RMS	50.0	U	M 3X	消
	0.10	0.18	140	44.00	RMS	40.0	V	M022 011	消
	0.10	0.18	140	44.00	RMS	40.0	V	M022 013	消，偏
	0.10	0.18	140	50.2	……	40.0	V	M022 031	消，磁
	0.10	0.18	140	50.2	……	40.0	V	M022 033	消，偏，[illegible]
	0.10	……	146	……	RMS	8.8	W	5100	平，半
	0.08	……	160	60.6	RMS	28.6	N	200-33-001	平，消
	0.08	0.18	160	33.7	RMS	52.1	AO	C102	消
	0.07	0.17	145	45.0	RMS	38.0	V	M058141	消
	……	0	167	33.9	专	60.0	L	810 345	消，金，暗
3.2	0.12	0.17	152	37.0	RMS	35.0	L	559046	消，偏
	0.07	0.17	150	45.0	RMS	30.0	Z	46 01 00	消
	0.06	0	∞	45.0	RMS	12.1	L	569 007	平，消，金
3.5	0.10	0.17	152	37.0	RMS	23.0	L	519 036	消
	0.10	0.17	152	37.0	RMS	23.0	L	559 037	消，偏
	0.09	0.18	145	35.7	RMS	17.8	BL	31-10-06-01	消
	0.09	0.18	160	33.7	RMS	25.0	AO	C105	消
	0.05	……	∞	73.5	RMS	66.0	V	M023052	消，磁，到250
	0.05	……	∞	73.5	RMS	66.0	V	M023054	消，偏，磁，到250
4.0	0.10	……	180	47.6	……	44.0	新添厂	4-02	消
	0.10	……	154	41.0	……	37.5	厦光厂	……	消
	0.15	……	159	42.14	……	38.54	厦光厂	……	消
	0.10	……	152	42.8	……	35.8	重光厂	……	消
	0.16	0.17	150	45.0	RMS	2.5	Z	46 02 40	平，复
	0.14	0.17	152	45.0	RMS	15.0	L	519 176	平，消
	0.12	0.18	∞	33.7	RMS	8.5	AO	1075	消，到182.7
	0.10	0.17	160	36.77	RMS	5.8	O	1B520	平，消
	0.10	0.17	160	36.77	RMS	35.0	O	1B220	消，偏

续表

放大率 (1)	数值孔径 (2)	盖玻片厚 (3)	镜筒长 (4)	凸缘高 (5)	螺　纹 (6)	工作距离 (7)	生产厂 (8)	目录号 (9)	注 (10)
	0.10	0.17	160	36.77	RMS	35.0	O	1B221	消，偏
	0.10	0	150	33.0	专	1.0	Z	46 02 69	消，金，暗
	0.10	0	150	33.0	专	9.05	Z	46 20 01	消，金，偏
	0.10	0	150	33.0	专	0.3	Z	46 20 06	消，金，偏，油
	0.10	0	150	33.0	RMS	9.0	Z	46 20 31	消，金
	0.10	0	167	45.0	专	13.2	L	513 182	消，金，暗
	0.10	0	146	36.5	RMS	16.0	W	5002	消
	0.10	0	146	36.5	专	16.0	W	8524	消，金，暗
	0.10	0	146	36.5	RMS	16.0	W	3150	消，偏
	0.10	0.18	145	35.7	RMS	38.0	BL	31-10-09-01	消
	0.10	……	160	33.6	RMS	9.5	N	200-10-000	消
	0.10	……	160	33.6	RMS	18.2	N	200-31-000	平，消
	0.10	0.17	160	36.77	RMS	35.0	O	1B 120	消
	0.10	0.18	∞	33.7	RMS	33.2	AO	103	消
	0.10	0.18	160	33.7	RMS	40.05	AO	C 104	消
	0.10	0.17	151	37.0	RMS	11.0	R	9223201	平，消
	0.10	0.17	151	37.0	RMS	11.0	R	9223251	平，消，偏
	0.10	……	160	33.6	RMS	9.5	N	200-11-600	消，偏
	0.10	……	160	33.6	RMS	18.2	N	200-31-600	平，偏，消
	0.10	……	160	33.6	RMS	9.5	N	200-11-601	消，偏
	0.09	0.18	145	43.0	RMS	10.0	BL	31-10-62	平，消
	0.08	0	241	38.0	RMS	5.0	R	9228203	平，消
	0.10	……	160	33.6	RMS	9.5	N	200-10-000	消
5.0	0.15	0	133	43.06	……	16.06	……	4-03	消
	0.20	0.18	160	33.7	RMS	20.0	AO	C107	消
	0.15	0.18	140	34.0	RMS	17.0	V	M022101	消
	0.15	0.18	140	34.0	RMS	17.0	V	M022103	消，偏
	0.15	0.18	140	44.0	RMS	17.0	V	M022111	消
	0.15	0.18	140	44.0	RMS	17.0	V	M022113	消，偏
	0.15	0.18	140	36.5	专	17.0	V	M022121	消，短
	0.15	0.18	140	40.2	……	17.0	V	M022131	消，磁
	0.15	0.18	140	40.2	……	17.0	V	M022133	消，偏，磁
	0.15	0.18	140	62.0	RMS	17.0	V	M022143	消，孔
	0.15	……	140	39.0	RMS	17.0	V	M022144	消，万
	0.10	0	200	42.5	RMS	27.0	O	1M121	消，平，金
	0.10	0	200	42.5	RMS	4.7	O	1M520	消，平，金
	0.10	0	200	42.5	专	22.5	O	1M420	消，金，暗
	0.10	……	152	45.4	RMS	……	L	559 002	消，万
	0.10	0	200	36.7	RMS	6.4	BL	42-35-01	消，平，金，偏
	0.10	0	200	36.7	RMS	2.4	BL	42-35-51	消，金，偏
	0.10	0	200	36.7	专	3.2	BL	42-35-15	消，平，金，偏
	0.10	0	200	36.7	RMS	3.2	BL	42-35-50	消，平，金，偏
	0.10	0	200	36.7	专	3.2	BL	42-35-29	消，平，金，偏，暗
	0.10	0	160	33.6	RMS	15.0	N	201-11-601	消，金，偏
	0.10	0	160	33.6	RMS	15.0	N	201-11-002	消，金
	0.10	0	160	45.0	RMS	5.3	N	202-71-000	消，万
	0.10	0	156	36.0	RMS	12.0	U	M5x	消，金
	0.10	0.17	156	36.0	RMS	12.0	U	5x	消
	0.09	0	∞	45.0	RMS	12.7	L	569-049	消，金
	0.09	0	∞	45.0	RMS	12.7	L	569-019	消，金，位
	0.08	0.18	145	43.0	RMS	2.2	BL	31-10-47	消，平
5.5	0.15	0	181	38.0	RMS	17.2	R	9225401	消，金
	0.15	0	181	38.0	RMS	17.2	R	9225451	消，金，偏
	0.15	0	181	38.0	RMS	17.2	R	9225401	消，金，暗
	0.15	0	181	38.0	RMS	17.2	R	9225452	消，金，偏，暗

续表

放大率 (1)	数值孔径 (2)	盖玻片厚 (3)	镜筒长 (4)	凸缘高 (5)	螺纹 (6)	工作距离 (7)	生产厂 (8)	目录号 (9)	注 (10)
5.6	0.15	0	197	53.3	RMS	26.0	L	559 007	消，金，偏
6.0	0.20	0	146	36.5	RMS	5.5	W	5105	平，半
	0.18	0.17	152	37.0	RMS	17.0	L	519 001	消
	0.18	0.17	152	37.0	RMS	17.5	L	559 044	消，偏
	0.17	0.18	145	35.7	RMS	15.5	BL	31-10-18-01	消
	0.12	0	200	29.6	RMS	29.1	O	1-M120	消，金
	0.12	0	200	29.6	RMS	29.1	O	1-M220	消，偏，金
	0.10	……	230	48.3	……	35.0	V	M022034	消，偏，磁
	0.10	……	∞	46.0	RMS	35.0	V	M022052	消，到250
	0.10	……	∞	46.0	RMS	35.0	V	M022054	消，偏，到250
	0.10	……	230	48.3	……	35.0	V	M022032	消，磁
6.3	0.20	0.17	150	45.0	RMS	10.8	Z	46 03 20	半
	0.16	0.17	150	45.0	RMS	4.9	Z	46 03 10	消
	0.12	0	150	33.0	RMS	19.0	Z	46 20 42	消，万
6.5	0.20	0.18	∞	33.7	RMS	17.2	AO	3006	消
7.5	0.20	0.18	145	43.0	RMS	1.5	BL	31-11-50	平，复
8.0	0.20	……	123	24.7	……	8.2	……	4-05	消，油
	0.25	……	156	35.5	……	8.9	……	4-04	消
	0.20	0.18	140	34.0	RMS	0.05	V	M024501	消，油
	0.20	0	140	34.0	RMS	0.23	V	M024502	消，金，油
	0.20	0.18	140	44.0	RMS	0.05	V	M024511	消，油
	0.20	0	140	44.0	RMS	0.23	V	M024512	消，金，油
	0.20	0.18	140	44.0	RMS	0.05	V	M024513	消，偏，油
	0.20	0	200	36.7	RMS	14.2	BL	42-33-63	消，金，偏，暗
	0.20	0	200	36.7	RMS	14.2	BL	42-33-52	消，金，偏
	0.20	0	150	33.0	专	1.0	Z	46-03-69	消，金，暗
	0.20	0	150	33.0	专	7.1	Z	46-20-02	消，金，偏
	0.20	0	150	33.0	专	0.3	Z	46-20-07	消，金，偏，油
	0.20	0	150	33.0	RMS	7.2	Z	46-20-32	消，金
	0.18	0	197	35.8	RMS	16.5	L	559 015	消，金，偏
	0.18	0	∞	45.0	RMS	13.9	L	569 026	平，消，金
	0.18	0	∞	45.0	RMS	0.22	L	569 040	平，消，金，油
	0.18	0	∞	45.0	RMS	13.9	L	569 032	平，消，金，位
	0.15	0	241	38.0	RMS	17.2	R	9225403	消
	0.15	0	241	38.0	RMS	17.2	R	9225453	消，偏
	0.15	0	241	38.0	RMS	17.2	R	9225404	消，暗
	0.15	0	241	38.0	RMS	17.2	R	9225454	消，暗，偏
9.0	0.15	……	230	40.2	……	16.0	V	M022132	消，磁
	0.15	……	230	40.2	……	16.0	V	M022134	消，偏，磁
10.0	0.20	……	∞	48.67	……	18.6	重光厂	4-07	平，消
	0.25	……	157	28.3	……	7.75	……	4-06	消
	0.25	……	162	33.7	……	7.33	厦光厂	……	消
	0.40	……	146	36.5	RMS	4.9	W	5050	半
	0.40	……	146	36.5	RMS	4.9	W	5250	半，位
	0.32	0.17	150	45.0	RMS	0.35	Z	46-04-40	半，复
	0.30	0.17	152	45.0	RMS	7.5	L	519 175	平，消
	0.30	0.17	150	45.0	RMS	4.0	Z	46 04 20	半
	0.30	0.18	145	35.7	RMS	4.85	BL	31-11-71-01	复
	0.30	……	160	33.6	RMS	6.4	N	200-11-200	消，位
	0.30	……	160	33.6	RMS	6.4	N	200-11-300	消，位
	0.30	……	160	33.6	RMS	6.4	N	200-11-200	消，位，荧
	0.30	0	156	36.0	RMS	8.0	U	MPL 10×	平，消，金
	0.30	0	156	36.0	RMS	8.0	U	M 10×	消，金
	0.30	0.17	156	36.0	RMS	7.9	U	BPL 10×	平，消
	0.30	0.17	156	36.0	RMS	7.9	U	10×	消

续表

放大率(1)	数值孔径(2)	盖玻片厚(3)	镜筒长(4)	凸缘高(5)	螺　纹(6)	工作距离(7)	生产厂(8)	目录号(9)	注(10)
	0.30	0.18	140	34.0	RMS	3.6	V	M024001	复
	0.30	0.18	140	34.0	RMS	3.6	V	M024005	复，位
	0.30	0.18	140	44.0	RMS	3.6	V	M024011	复
	0.30	0.18	140	44.0	RMS	3.6	V	M024015	复，位
	0.30	0.18	140	40.2	……	3.6	V	M024031	复，磁
	0.25	0.17	160	36.77	RMS	5.6	O	1 B 130	消
	0.25	0.17	160	36.77	RMS	0.95	O	1 B 350	平，消，弹
	0.25	……	160	36.65	RMS	6.5	O	1 W 130	消，水
	0.25	0.17	160	36.77	RMS	5.6	O	1 P 130	消，位
	0.25	0.17	160	36.77	RMS	5.6	O	1 B 231	消，偏
	0.25	0	200	42.5	RMS	7.5	O	1 M 120	消，金
	0.25	0	200	42.5	RMS	1.2	O	1 M 530	平，消，金
	0.25	0	200	42.5	RMS	7.5	O	1 M 130	消，位
	0.25	0	200	42.5	RMS	7.5	O	1 M 230	消，金，偏
	0.25	0.17	151	37.0	RMS	1.4	R	9223451	平，消，干，衬
	0.25	0.18	160	33.7	RMS	7.3	AO	C109	消
	0.25	0.18	∞	33.7	RMS	7.8	AO	113	消，到165.2
	0.25	0.18	∞	33.7	RMS	10.1	AO	1076	消，到182.7
	0.25	0.18	∞	33.7	RMS	7.9	AO	1109	消，到182.7
	0.25	0.18	∞	33.7	RMS	9.1	AO	1224	消，位，到182.7
	0.25	0.18	∞	33.7	RMS	10.1	AO	1234	消，位，到182.7
	0.25	0.18	140	34.0	RMS	5.0	V	M022301	消
	0.25	0.18	140	34.0	RMS	5.0	V	M022303	消，偏
	0.25	0.18	140	34.0	RMS	5.0	V	M022305	消，位
	0.25	0.18	140	34.0	RMS	5.0	V	M022308	消，位
	0.25	0.18	140	44.0	RMS	5.0	V	M022311	消
	0.25	0.18	140	44.0	RMS	5.0	V	M022313	消，偏
	0.25	0.18	140	44.0	RMS	5.0	V	M022315	消，位
	0.25	0.18	140	44.0	RMS	5.0	V	M022317	消，位
	0.25	0.18	140	44.0	RMS	5.0	V	M022318	消，位
	0.25	0.18	140	44.0	RMS	5.0	V	M022319	消，位
	0.25	0.18	140	36.5	专	5.0	V	M022321	消，短
	0.25	0.18	140	40.2	……	5.0	V	M022331	消，磁
	0.25	0.18	140	42.8	……	5.0	V	M022332	消，磁
	0.25	0.18	140	50.3	……	5.0	V	M022333	消，偏，磁
	0.25	0.18	140	27.4	……	5.0	V	M022334	消，磁，偏
	0.25	0.18	140	31.7	……	5.0	V	M022336	消，快
	0.25	0.18	140	21.0	RMS	5.0	V	M022341	消
	0.25	0.18	140	34.0	RMS	5.0	V	M022342	消，干
	0.25	0.18	140	21.0	RMS	5.0	V	M022343	消，偏
	0.25	0.18	140	34.0	RMS	3.0	V	M025101	平，消
	0.25	0	200	42.5	专	7.5	O	1M430	消，金，[illegible]
	0.25	0	200	……	RMS	……	O	1M131	平，消，[illegible]
	0.25	0.17	152	37.0	RMS	5.7	L	519 004	消
	0.25	0.17	152	45.0	RMS	7.7	L	519 165	消，位([illegible])
	0.25	0.17	152	37.0	RMS	5.8	L	519 149	消，位
	0.25	0.17	152	37.0	RMS	5.8	L	051 920	消，位，长
	0.25	0.17	152	37.0	RMS	5.7	L	559 045	消，偏
	0.25	……	146	36.5	RMS	4.1	W	5005	消
	0.25	……	146	36.5	RMS	3.0	W	5106	平，[illegible]
	0.25	0	146	36.5	专	5.1	W	8525	消，金，暗
	0.25	……	146	36.5	RMS	4.1	W	3151	消，偏
	0.25	……	146	36.5	RMS	4.1	W	5200	消，位
	0.25	0.18	145	35.7	RMS	6.2	BL	31-10-19	消
	0.25	0.18	145	35.7	RMS	7.7	BL	31-10-20-01	消

续表

放大率 (1)	数值孔径 (2)	盖玻片厚 (3)	镜筒长 (4)	凸缘高 (5)	螺　纹 (6)	工作距离 (7)	生产厂 (8)	目录号 (9)	注 (10)
	0.25	0.18	145	35.7	RMS	4.5	BL	31-10-22-01	消
	0.25	0.18	145	43.0	RMS	6.8	BL	31-10-63	平，消
	0.25	0	200	36.7	RMS	10.6	BL	42-33-53	消，金，偏
	0.25	0	200	36.7	RMS	10.6	BL	42-33-64	消，金，偏，暗
	0.25	0.18	145	43.0	RMS	2.3	BL	31-10-66	平，消
	0.25	0.18	145	43.0	RMS	2.4	BL	31-10-48	平，消
	0.25	2.0	201	99.0	专	20.9	U	LWD10X	消，高
	0.25	0.18	140	44.0	RMS	5.0	V	M020311	消
	0.25	0.17	151	37.0	RMS	6.8	R	9220401	消
	0.25	0.17	151	37.0	RMS	6.8	R	9220451	消，偏
	0.25	0.17	151	37.0	RMS	6.8	R	9220406	消，位
	0.25	0.17	151	37.0	RMS	6.8	R	9220405	消，位
	0.25	0.17	151	37.0	RMS	1.4	R	9223401	平，消
	0.25	0.18	140	34.0	RMS	3.0	V	M025101	平，消，偏
	0.25	0.18	140	34.0	RMS	3.0	V	M025108	平，消，位
	0.25	0.18	140	44.0	RMS	3.0	V	M025111	平，消
	0.25	0.18	140	44.0	RMS	3.0	V	M025113	平，消，偏
	0.25	0.18	140	44.0	RMS	3.0	V	M025115	平，消，位
	0.25	0.18	140	44.0	RMS	3.0	V	M025117	平，消，位
	0.25	0.18	140	44.0	RMS	3.0	V	M025118	平，消，位
	0.25	0.18	140	44.0	RMS	3.0	V	M025119	平，消，位
	0.25	0.18	140	34.0	RMS	5.0	V	M022201	消
	0.25	0.18	140	34.0	RMS	5.0	V	M022205	消，位
	0.25	0.18	140	44.0	RMS	5.0	V	M022211	消
	0.25	0.18	140	44.0	RMS	5.0	V	M022215	消，位
	0.25	0.18	140	40.2	……	5.0	V	M022235	消，位，齿
	0.25	0.18	140	34.0	RMS	12.0	V	M808413	紫，单2530A 石
	0.25	0	140	34.0	RMS	12.0	V	M808414	紫，单2750A 石
	0.25	0	160	33.6	RMS	7.1	N	201-11-003	消，金
	0.25	0	160	33.6	RMS	7.0	N	201-31-000	消，金
	0.25	……	160	33.6	RMS	7.1	N	200-11-602	消，偏
	0.25	……	160	33.6	RMS	7.1	N	200-11-000	消
	0.25	……	160	33.6	RMS	7.0	N	200-31-001	平，消
	0.25	……	160	33.6	RMS	7.0	N	200-31-601	平，消，偏
	0.25	……	160	33.6	RMS	7.1	N	200-11-603	消，偏
	0.25	……	160	33.6	RMS	7.1	N	200-11-602	消，偏，金
	0.25	……	160	33.6	RMS	6.5	N	200-11-002	消
	0.22	0.17	150	45.0	RMS	5.0	Z	46 04 00	消
	0.22	0.17	150	45.0	RMS	4.8	Z	46 04 10	平，消
	0.22	0.17	150	45.0	RMS	5.0	Z	46 04 01	消，位
	0.22	0.17	150	45.0	RMS	5.0	Z	46 04 08	消，偏
	0.22	0.17	150	45.0	RMS	2.3	Z	47 44 03	消，干
	0.22	……	152	45.4	RMS	……	L	559 003	消，万
	0.22	……	160	45.0	RMS	2.9	N	202-71-001	消，偏，片
	0.22	……	……	……	……	……	N	200-18-000	消，水，杂
	0.20	0	200	36.7	专	3.0	BL	42-35-16	平，消，金，偏
	0.20	0	200	36.7	RMS	3.0	BL	42-35-51	平，消，金，偏
	0.20	0	200	36.7	专	3.0	BL	42-35-30	平，消，金，偏，暗
	0.20	0.35	150	45.0	RMS	7.4	Z	46-20-58	紫
	0.20	0.35	150	45.0	RMS	7.4	Z	46-20-59	紫，偏
	0.20	0.18	140	14.0	专	7.0	V	M024421	消，短
	0.18	0	∞	45.0	RMS	13.0	L	569 050	消，金
	0.18	0	∞	45.0	RMS	13.0	L	569 020	消，金，位
	0.18	0	∞	45.0	RMS	13.7	L	569 086	消，金，耐
	0.17	0.17	145	45.0	RMS	12.0	V	M058241	消

续表

放大率 (1)	数值孔径 (2)	盖玻片厚 (3)	镜筒长 (4)	凸缘高 (5)	螺　纹 (6)	工作距离 (7)	生产厂 (8)	目录号 (9)	注 (10)
	0.17	0.17	145	45.0	RMS	12.0	V	M058248	消，位
	0.16	0	241	38.0	RMS	11.6	R	9226403	消
	0.15	……	∞	24.0	RMS	14.0	V	M022154	消，偏，到250
	0.15	……	∞	24.0	RMS	14.0	V	M022152	消，到250
11.0	0.25	……	167	35.0	专	5.7	L	513 005	消，金，暗
	0.25	0	181	38.0	RMS	4.6	R	9225501	消
	0.25	0	181	38.0	RMS	4.6	R	9225551	消，偏
	0.25	0	181	38.0	RMS	4.6	R	9225502	消，暗
	0.25	0	181	33.0	RMS	4.6	R	9225552	消，偏，暗
	0.25	0	181	38.0	RMS	4.8	R	9228501	平，消
	0.25	……	140	29.0	……	1.7	V	M023202	消，暗，反，磁
	0.25	……	140	44.0	RMS	1.7	V	M412060	消，暗，反，磁
12.5	0.30	0.17	152	37.0	RMS	2.5	L	519 009	复
	0.30	0.18	145	43.0	RMS	1.8	BL	31-11-51	平，复
	0.25	0.17	197	33.0	RMS	0.35	L	559 010	消，金，偏，油或水
13.0	0.40	0.17	152	37.0	RMS	3.4	L	519 237	消
15.0	0.25	……	∞	24.0	RMS	5.0	V	M022352	消，磁，到250
	0.25	……	∞	24.0	RMS	5.0	V	M022354	消，磁，到250
	0.25	……	∞	24.0	专	2.5	V	M023252	消，暗，反，到250
16.0	0.25	……	128.5	14.83	……	2.83	福光所	2031 ●	消
	0.40	0.17	150	45.0	RMS	0.9	Z	46 05 20	半
	0.40	0.17	150	45.0	RMS	0.9	Z	46 05 21	半，位
	0.40	0	150	33.0	专	0.85	Z	46 20 08	消，金，偏，暗，油
	0.40	0	197	26.0	RMS	3.4	L	559 008	消，金，偏
	0.35	0.17	150	45.0	RMS	2.7	Z	46 05 10	平，消
	0.35	0	150	33.0	专	0.23	Z	46 07 69	消，金，暗
	0.35	0	150	33.0	专	2.7	Z	46 20 03	消，金，偏
	0.35	0	150	33.0	RMS	2.7	Z	46 20 27	消，金，位
	0.35	0	150	33.0	RMS	2.8	Z	46 20 33	消，金
	0.35	0	150	33.0	RMS	2.8	Z	46 20 37	消，金，位
	0.32	0.17	151	37.0	RMS	1.2	R	9220501	消
	0.32	0.17	151	37.0	RMS	1.2	R	9220551	消，偏
	0.32	0.17	151	37.0	RMS	1.2	R	9220506	消，位
	0.32	0.17	151	37.0	RMS	1.2	R	9220505	消，位
	0.30	0	∞	45.0	RMS	7.2	L	569 069	平，消，金
	0.30	0	∞	45.0	RMS	0.29	L	569 041	平，消，金，油
	0.30	0	∞	42.0	专	7.3	L	569 054	平，消，金，暗
	0.25	0	241	38.0	RMS	4.6	R	9225503	消
	0.25	0	241	38.0	RMS	4.6	R	9225553	消，偏
	0.25	0	241	38.0	RMS	4.6	R	9225504	消，暗
	0.25	0	241	38.0	RMS	4.6	R	9225554	消，暗，偏
	0.25	0	241	38.0	RMS	6.6	R	9220464	消，暗，偏
	0.25	0	241	38.0	RMS	4.8	R	9228503	平，消
	0.17	……	150	33.0	RMS	13.5	Z	46 20 44	消，万
17.0	0.30	……	230	40.2	……	3.8	V	M024032	消，磁
	0.30	……	∞	24.0	RMS	3.8	V	M024052	消，磁，到250
	0.25	……	∞	34.0	RMS	3.1	V	M025152	平，消，到250
	0.25	……	∞	34.0	RMS	3.1	V	M025154	平，消，偏，到250
20.0	0.30	……	158	38.7	……	5.8	……		消
	0.65	0.18	145	35.7	RMS	0.5	BL	31-11-76-01	复
	0.65	0.18	140	34.0	RMS	0.3	V	M023901	复
	0.65	0.18	140	34.0	RMS	0.3	V	M023905	复，位
	0.65	0.18	140	44.0	RMS	0.3	V	M023911	复
	0.65	0.18	140	44.0	RMS	0.3	V	M023915	复，位
	0.65	0.18	140	44.0	RMS	0.3	V	M023917	复，位

续表

放大率 (1)	数值孔径 (2)	盖玻片厚 (3)	镜筒长 (4)	凸缘高 (5)	螺　纹 (6)	工作距离 (7)	生产厂 (8)	目录号 (9)	注 (10)
20.0	0.65	0.18	140	44.0	RMS	0.30	V	M023918	复，位
	0.60	0.17	146	36.5	RMS	1.26	W	5055	半
	0.60	0.17	146	36.5	RMS	1.26	W	5251	半，位
	0.60	0.17	151	37.0	RMS	0.67	R	0211101	复
	0.50	……	150	33.0	RMS	……	Z	46 20 45	消，万
	0.50	0.18	145	43.0	RMS	0.54	BL	31-10-61	平，消
	0.50	0.18	160	33.7	RMS	1.50	AO	C 112	消
	0.50	0.18	∞	33.7	RMS	1.37	AO	1077	消，到182.7
	0.50	0.18	∞	33.7	RMS	1.35	AO	1225	消，位，到182.7
	0.50	0.18	∞	33.7	RMS	1.35	AO	1235	消，位，到182.7
	0.50	0.18	140	34.0	RMS	1.2	V	M022401	消
	0.50	0	140	34.0	RMS	1.3	V	M022402	消，金
	0.50	0.18	140	34.0	RMS	1.2	V	M022403	消，偏
	0.50	0	140	34.0	RMS	1.3	V	M022404	消，偏，金
	0.50	0.18	140	34.0	RMS	1.2	V	M022405	消，位
	0.50	0.18	140	44.0	RMS	1.2	V	M022411	消
	0.50	0	140	44.0	RMS	1.3	V	M022412	消，金
	0.50	0.18	140	44.0	RMS	1.2	V	M022413	消，偏
	0.50	0	140	44.0	RMS	1.3	V	M022414	消，偏，金
	0.50	0.18	140	44.0	RMS	1.2	V	M022415	消，位
	0.50	0.18	140	44.0	RMS	1.2	V	M022417	消，位
	0.50	0.18	140	44.0	RMS	1.2	V	M022418	消，位
	0.50	0.18	140	40.2	……	1.2	V	M022431	消，磁
	0.50	0.18	140	40.2	……	1.2	V	M022433	消，偏，磁
	0.50	0.18	140	40.2	……	1.2	V	M022435	消，位，磁
	0.50	0.18	140	34.0	RMS	1.2	V	M022443	消，孔
	0.50	0	140	34.0	RMS	1.3	V	M022444	消，金，孔
	0.50	0.18	140	68.0	RMS	14.0	V	M022445	消，长，位，折
	0.50	0	140	22.8	……	1.3	V	M022446	消，金，快
	0.50	0.18	140	68.0	RMS	14.0	V	M022441	消，长，折
	0.50	0.18	140	34.0	RMS	0.31	V	M025401	平，消
	0.50	0	140	34.0	RMS	0.43	V	M025402	平，消，金
	0.50	0.18	140	34.0	RMS	0.31	V	M025403	平，消，偏
	0.50	0	140	34.0	RMS	0.43	V	M025404	平，消，偏，金
	0.50	0.18	140	44.0	RMS	0.31	V	M025411	平，消
	0.50	0	140	44.0	RMS	0.43	V	M025412	平，消，金
	0.50	0.18	140	44.0	RMS	0.31	V	M025413	平，消，偏
	0.50	0	140	44.0	RMS	0.43	V	M025414	平，消，偏，金
	0.45	0.17	146	36.5	RMS	1.55	W	5010	消
	0.45	0.17	146	36.5	RMS	1.05	W	5107	平，半
	0.45	0	146	36.5	RMS	1.55	W	5160	消，金
	0.45	0	146	36.5	RMS	1.05	W	5120	平，半，金
	0.45	0	146	36.5	专	1.55	W	8526	消，金，暗
	0.45	0.17	146	36.5	RMS	4.10	W	3151	消，偏
	0.45	0.17	146	36.5	RMS	1.55	W	5201	消，位
	0.45	……	140	34.0	RMS	0.38	V	M024302	消，盖
	0.45	……	140	44.0	RMS	0.38	V	M024314	消，偏，盖
	0.45	0.18	140	14.0	专	2.16	V	M024321	消，短
	0.45	0.18	140	14.0	专	2.16	V	M024323	消，偏，短
	0.45	0.18	140	14.0	专	2.16	V	M024325	消，位，短
	0.45	0	156	36.0	RMS	1.70	U	M20X	消，金
	0.45	0.17	156	36.0	RMS	1.6	U	20X	消
	0.40	……	160	36.65	RMS	2.00	O	1W 140	消，水
	0.40	0.17	160	36.77	RMS	1.55	O	1P 140	消，位
	0.40	0	200	42.5	RMS	2.1	O	1M 141	平，消，金

续表

放大率 (1)	数值孔径 (2)	盖玻片厚 (3)	镜筒长 (4)	凸缘高 (5)	螺　纹 (6)	工作距离 (7)	生产厂 (8)	目录号 (9)	注 (10)
	0.40	0	200	42.5	RMS	0.76	O	1M540	平, 消, 金
	0.40	0	200	42.5	RMS	2.1	O	1M140	消, 位
	0.40	0.17	160	42.5	RMS	1.55	O	1 B 240	消, 偏
	0.40	1.80	∞	45.57	……	8.3	L	569 001	消, 高
	0.40	1.80	∞	45.57	……	8.3	L	569 005	消, 高, 位
	0.40	0	∞	45.0	……	6.6	L	569 003	消, 高
	0.40	0	200	36.7	RMS	2.8	BL	42-33-54	消, 金, 偏
	0.40	0	200	36.7	RMS	2.8	BL	42-33-07	消, 金, 偏, 暗
	0.40	0	200	36.7	RMS	0.60	BL	42-35-17	平, 消, 金, 偏
	0.40	0	200	36.7	RMS	0.60	BL	42-35-52	平, 消, 金, 偏
	0.40	0	200	36.7	专	0.60	BL	42-35-31	平, 消, 金, 偏, 暗
	0.40	2.0	201	00.0	专	18.3	U	LWD 20 X	消, [illegible], 长, 石
	0.40	0	156	36.0	RMS	2.2	U	MP1 20 X	平, 消, 金
	0.40	0	156	36.0	RMS	2.1	U	BP1 20 X	平, 消
	0.40	0.17	160	36.77	RMS	1.55	O	1B140	消
	0.40	0.17	160	36.77	RMS	0.73	O	1B540	平, 消, 弹
	0.40	……	160	33.6	RMS	4.5	N	200-12-200	消, 位
	0.40	……	160	33.6	RMS	4.5	N	200-12-300	消, 位
	0.40	……	160	33.6	RMS	5.7	N	201-12-000	消
	0.40	……	160	33.6	RMS	5.7	N	200-12-601	消, 偏
	0.40	0	160	33.6	RMS	5.7	N	201-12-600	消, 偏, 金
	0.40	……	160	33.6	RMS	5.7	N	200-12-000	消
	0.40	……	160	33.6	RMS	5.7	N	200-12-600	消, 偏
	0.35	0	∞	45.0	RMS	1.2	L	569 051	消, 金
	0.35	0	∞	45.0	RMS	1.2	L	569 020	消, 金, 位
	0.35	0	∞	45.0	RMS	1.56	L	569 087	消, 金, 耐
	0.33	……	160	45.0	RMS	1.1	N	202-72-000	消, 万
	0.33	……	……	……	……	0-2.0	N	200-18-001	消, 水, 盘
	0.30	0.17	145	45.0	RMS	2.0	V	M058341	消
	0.25	……	140	36.4	RMS	12.0	V	M007817	消, 万
21	0.50	0.18	145	35.7	RMS	1.6	BL	31-10-27-01	消
22	0.65	0	152	37.0	RMS	0.32	L	519 059	消, 油, 穴, 弹
	0.65	0	152	37.0	RMS	2.3	L	519 041	消, 油, 弹
	0.50	……	140	29.0	……	1.4	V	M023402	消, 暗, 反, 弹
	0.50	……	140	44.0	RMS	1.4	V	M412050	消, 暗, 反, 弹
	0.45	0	167	35.0	专	2.1	L	513 006	消, 金, 培
25	0.40	……	∞	32.8	……	1.05	……	4-08	平, 消
	0.65	0.18	145	43.0	RMS	0.35	BL	31-11-52	平, 复
	0.65	0.17	197	28.7	RMS	0.43	L	559 011	消, 金, 偏, 油, 水
	0.65	0	152	37.0	RMS	0.86	L	519 040	复, 荧, 弹
	0.65	0.17	152	37.0	RMS	0.85	L	519 007	复, 弹
	0.65	0.17	150	45.0	RMS	0.14	Z	46 06 41	平, 复, 位
	0.65	0.17	150	45.0	RMS	0.14	Z	46 06 40	平, 复
	0.65	0	140	34.0	RMS	1.0	V	M024201	消, 盖
	0.60	0.17	150	45.0	RMS	0.54	Z	46 06 20	平
	0.60	0.17	150	45.0	RMS	0.54	Z	46 06 21	平, 位
	0.60	0.17	150	45.0	RMS	0.54	Z	46 06 28	平, 偏
	0.50	0	200	36.7	RMS	1.70	BL	42-33-55	消, 金, 偏
	0.50	0.17	152	37.0	RMS	0.92	L	559 036	消, 偏
	0.50	0.17	152	37.0	RMS	0.92	L	051 924	消, 位, 板, 弹
	0.50	0.17	152	37.0	RMS	0.92	L	051 923	消, 位, 板, 弹
	0.50	0.17	152	38.5	RMS	0.92	L	519 150	消, 位, 弹
	0.50	0.17	152	45.0	RMS	0.90	L	519 163	平, 消, 弹
	0.50	0.17	152	37.0	RMS	0.94	L	519 006	消, 弹
	0.45	0.17	152	45.0	RMS	0.4	Z	46 06 10	平, 消

续表

放大率 (1)	数值孔径 (2)	盖玻片厚 (3)	镜筒长 (4)	凸缘高 (5)	螺纹 (6)	工作距离 (7)	生产厂 (8)	目录号 (9)	注 (10)
	0.45	0.17	150	45.0	RMS	0.4	Z	46 06 11	平，消，位
	0.45	0.17	151	37.0	RMS	0.85	R	9220601	消
	0.45	0.17	151	37.0	RMS	0.85	R	9220651	消，偏
	0.45	0.17	151	37.0	RMS	0.85	R	9220606	消，位
	0.45	0.17	151	37.0	RMS	0.85	R	9220605	消，位
	0.45	0.17	151	37.0	RMS	0.27	R	9220601	平，消
27	0.70	0.18	140	34.0	RMS	1.0	V	M808421	UV单2536A石英
	0.70	0.18	140	34.0	RMS	1.0	V	M808422	UV单2750A石英
	0.70	0	140	34.0	RMS	1.1	V	M808423	UV单2750A石英
28	0.55	0	181	38.0	RMS	0.5	R	9228701	平，消
	0.55	0	181	38.0	RMS	0.7	R	9225701	消，
	0.55	0	181	38.0	RMS	0.7	R	9225751	消，偏
	0.55	0	181	38.0	RMS	0.7	R	9225702	消，暗
	0.55	0	181	38.0	RMS	0.7	R	9225752	消，暗，偏
	0.50	0	230	20.3	……	1.3	V	M022432	消，金，磁
	0.50	0	230	20.3	……	1.3	V	M022434	消，金，磁，偏
	0.50	0	230	17.8	……	1.3	V	M022436	消，金，快
	0.50	0	230	29.0	……	1.4	V	M022432	消，暗，反，丝
30	0.40	0	∞	17.78	……	1.65		4—09	消
	0.50	0	∞	24.0	专	1.4	V	M023452	消，暗，反，到250
	0.50	0	∞	24.0	RMS	0.46	V	M025452	平，消，到250
	0.50	0	∞	24.0	RMS	0.46	V	M025154	平，消，偏，到250
	0.50	0	∞	24.0	RMS	1.3	V	M022454	消，偏，到250
32	0.65	0.17	150	45.0	RMS	0.3	Z	46 20 16	平，消
	0.60	1.80	∞	45.57	……	5.7	L	569 002	消，凸
	0.60	1.80	∞	45.57	……	5.7	L	569 006	消，高，位
	0.60	0	∞	45.0	……	4.0	L	569 004	消，高
	0.60	……	152	37.0	RMS	……	L	559 016	消，万，反
	0.55	0	167	35.0	专	1.0	L	513 119	消，金，暗
	0.50	0	∞	45.0	RMS	2.3	L	569 028	平，消，金
	0.50	0	∞	42.0	专	2.3	L	569 038	平，消，金，暗
	0.50	0	∞	45.0	RMS	2.3	L	569 033	平，消，金，位
	0.40	0.35	150	45.0	RMS	0.45	Z	46 20 60	紫，甘
	0.40	0.35	150	45.0	RMS	0.45	Z	46 20 70	紫，甘，位
	0.40	0.35	150	45.0	RMS	0.46	Z	46 20 61	紫，甘，偏
	0.30	……	152	45.4	RMS	……	L	559 005	消，万
40	0.65	……	∞	27.04	……	0.56	重光厂	4—10	平，消
	0.65	0.17	172	13.23	……	0.53	……	4—11	消
	0.65	0.17	183	13.75	……	0.63	红光厂	2038	消
	1.00	0.17	150	45.0	RMS	0.22	Z	46 17 36	复，浸，油
	1.00	0.17	150	45.0	RMS	0.22	Z	46 17 46	平，复，浸，油
	1.00	0.17	150	45.0	RMS	0.22	Z	46 17 47	平，复，浸，油，位
	1.00	0.18	145	35.7	RMS	0.27	BL	31-10-59-02	平，油
	0.95	0.17	152	37.0	RMS	0.12	L	519 038	复，环，弹
	0.95	0.18	140	34.0	RMS	0.20	V	M023801	复，环
	0.95	0.18	140	44.0	RMS	0.20	V	M023811	复，环
	0.95	0.18	140	40.2	……	0.20	V	M023831	复，磁
	0.85	0.17	157	37.0	RMS	0.38	L	519 025	平，弹
	0.85	0	150	33.0	RMS	0.23	Z	46 20 38	消，金，位
	0.85	0.17	150	45.0	RMS	0.35	Z	46 17 06	消，油
	0.85	1.50	150	45.0	RMS	0.35	Z	46 16 08	消，油
	0.85	0.17	150	45.0	RMS	0.36	Z	46 07 08	消，偏
	0.85	0	150	45.0	专	0.23	Z	46 07 69	消
	0.85	0	150	33.0	专	0.23	Z	46 20 04	消，金，偏
	0.85	0	150	33.0	专	0.50	Z	46 20 09	消，金，偏，暗，油

续表

放大率 (1)	数值孔径 (2)	盖玻片厚 (3)	镜筒长 (4)	凸缘高 (5)	螺　纹 (6)	工作距离 (7)	生产厂 (8)	目录号 (9)	注 (10)
	0.85	0	150	33.0	RMS	0.23	Z	46 20 28	消，金，位
	0.85	0	150	33.0	RMS	0.23	Z	46 20 34	消，金
	0.85	0	152	37.0	RMS	0.36	L	519 011	半，荧，弹
	0.85	0.18	140	34.0	RMS	0.30	V	M022901	消
	0.85	0	140	34.0	RMS	0.35	V	M022902	消，金
	0.85	0.18	140	34.0	RMS	0.30	V	M022903	消，偏
	0.85	0	140	34.0	RMS	0.35	V	M022904	消，偏，金
	0.85	0.18	140	44.0	RMS	0.30	V	M022911	消
	0.85	0	140	44.0	RMS	0.35	V	M022912	消，金
	0.85	0.18	140	44.0	RMS	0.30	V	M022913	消，偏
	0.85	0	140	44.0	RMS	0.35	V	M022914	消，偏，金
	0.85	0.18	140	14.0	专	0.30	V	M022921	消，短
	0.85	0.18	140	14.0	专	0.30	V	M022923	消，短，自
	0.85	0.18	140	40.2	……	0.30	V	M022931	消，磁
	0.85	0.18	140	40.2	……	0.30	V	M022933	消，磁，偏
	0.85	0	140	53.0	……	0.40	V	M022941	消，干
	0.85	0.18	140	34.0	RMS	0.30	V	M022943	消，孔
	0.80	0.17	160	33.6	RMS	0.19	N	200-62-000	复，弹
	0.75	0.17	160	33.6	RMS	0.45	N	200-52-000	半，弹
	0.75	0.17	146	36.5	RMS	0.45	W	5060	半
	0.75	0.17	146	36.5	RMS	0.45	W	5252	半，位
	0.75	0.17	150	45.0	RMS	0.33	Z	46 07 20	半
	0.75	0.17	150	45.0	RMS	0.33	Z	46 07 21	半，位
	0.75	0.17	150	45.0	RMS	1.60	Z	46 17 03	消，位，水
	0.75	0.17	150	45.0	RMS	1.60	Z	46 17 02	消，水
	0.75	0.17	160	36.77	RMS	0.49	O	1B351	半
	0.75	0.17	160	36.77	RMS	0.49	O	1F150	半，位
	0.75	0	200	42.5	RMS	0.40	O	1M153	半，金
	0.75	0	160	36.77	RMS	0.58	O	1B350	半，金
	0.70	0.17	152	37.0	RMS	0.38	L	519 151	复，位，环
	0.70	0.17	152	37.0	RMS	0.38	L	051 927	复，位，板，环
	0.70	0.17	152	37.0	RMS	0.38	L	051 928	复，位，环，板
	0.70	0.18	140	34.0	RMS	0.18	V	M025201	平，消
	0.70	0.18	140	34.0	RMS	0.18	V	M025203	平，消，偏
	0.70	0.18	140	34.0	RMS	0.18	V	M025205	平，消，位
	0.70	0.18	140	34.0	RMS	0.18	V	M025208	平，消，位
	0.70	0.18	140	44.0	RMS	0.18	V	M025211	平，消
	0.70	0.18	140	44.0	RMS	0.18	V	M025213	平，消，偏
	0.70	0.18	140	44.0	RMS	0.18	V	M025215	平，消，位
	0.70	0.18	140	44.0	RMS	0.18	V	M025217	平，消，位
	0.70	0.18	140	44.0	RMS	0.18	V	M025218	平，消，位
	0.70	0.18	140	44.0	RMS	0.18	V	M025219	平，消，位
	0.70	0.18	140	14.0	专	0.18	V	M022221	平，消，短
	0.66	0.18	∞	33.7	RMS	0.50	AO	1023	平，消
	0.65	0.17	160	36.77	RMS	0.56	O	1B151	消
	0.65	0.17	160	36.77	RMS	0.56	O	1B550	消，弹
	0.65	0	160	36.77	RMS	0.65	O	1B152	消，金
	0.65	0.17	160	36.77	RMS	0.24	O	1B352	消，弹
	0.65	0	160	36.65	RMS	0.44	O	1W150	消，水
	0.65	0.17	160	36.77	RMS	0.56	O	1P150	消，位，弹
	0.65	0.17	160	36.77	RMS	0.56	O	1B250	消，偏
	0.65	0	200	42.5	RMS	0.6	O	1M150	消，金
	0.65	0	200	42.5	RMS	0.44	O	1M550	平，消，金
	0.65	0	200	42.5	RMS	0.6	O	1M251	消，位，金
	0.65	0	200	42.5	RMS	0.6	O	1M250	消，金，偏

续表

放大率 (1)	数值孔径 (2)	盖玻片厚 (3)	镜筒长 (4)	凸缘高 (5)	螺纹 (6)	工作距离 (7)	生产厂 (8)	目录号 (9)	注 (10)
	0.65	0	200	42.5	专	0.53	O	1M450	消，金，暗
	0.65	0	200	42.5	RMS	……	O	1M151	平，消，金
	0.65	0	200	36.7	RMS	0.91	BL	42-33-56	消，金，偏
	0.65	0	200	36.7	RMS	0.91	BL	42-33-66	消，金，偏，暗
	0.65	0.17	152	45.0	RMS	0.71	L	519 166	消，位(朴尼克)，弹
	0.65	0.17	146	36.5	RMS	0.58	W	5015	消，
	0.65	0.17	146	36.5	RMS	0.35	W	5110	平，半
	0.65	0	146	36.5	RMS	0.58	W	5165	消，金
	0.65	0	146	36.5	RMS	0.35	W	5125	平，半，金
	0.65	0	146	36.5	专	0.58	W	8527	消，金，暗
	0.65	0.17	146	36.5	RMS	0.58	W	3153	消，偏
	0.65	0.17	146	36.5	RMS	0.58	W	5202	消，位
	0.65	0.18	145	43.0	RMS	0.20	BL	31-10-64	平，消
	0.65	0	200	36.7	专	0.60	BL	42-35-18	平，消，金，偏
	0.65	0	200	36.7	RMS	0.60	BL	42-35-53	平，消，金，偏
	0.65	0	200	36.7	专	0.60	BL	42-35-32	平，消，金，偏，增
	0.65	0.17	150	45.0	RMS	0.47	Z	46 07 00	消
	0.65	0.17	150	45.0	RMS	0.18	Z	46 07 10	平，消
	0.65	0.17	150	45.0	RMS	0.47	Z	46 07 01	消，位
	0.65	0.17	150	45.0	RMS	0.18	Z	46 07 11	平，消，位
	0.65	……	150	33.0	RMS	6.8	Z	46 20 46	消，万
	0.65	0.17	150	45.0	RMS	0.20	Z	47 44 06	消，干
	0.65	0.17	152	37.0	RMS	0.67	L	519 003	消，弹
	0.65	0.17	152	45.0	RMS	0.58	L	519 161	平，半，弹
	0.65	0.18	140	34.0	RMS	0.68	V	M022501	消
	0.65	0	140	34.0	RMS	0.81	V	M022502	消，金
	0.65	0.18	140	34.0	RMS	0.68	V	M022503	消，偏
	0.65	0	140	34.0	RMS	0.81	V	M022504	消，偏，金
	0.65	0.18	140	34.0	RMS	0.68	V	M022505	消，位
	0.65	0.18	140	34.0	RMS	0.68	V	M022508	消，位
	0.65	0.18	140	44.0	RMS	0.68	V	M022511	消
	0.65	0	140	44.0	RMS	0.81	V	M022512	消，金
	0.65	0.18	140	44.0	RMS	0.68	V	M022513	消，偏
	0.65	0.17	160	33.6	RMS	0.54	N	200-12-001	消
	0.65	0.17	160	33.6	RMS	0.54	N	200-22-000	消，弹
	0.65	0.17	160	33.6	RMS	0.24	N	200-32-000	平，消
	0.65	0	160	33.6	RMS	1.3	N	200-32-001	平，消，金
	0.65	0.17	160	33.6	RMS	0.54	N	200-22-200	消，位
	0.65	0.17	160	33.6	RMS	0.54	N	200-22-201	消，位
	0.65	0.17	160	33.6	RMS	0.54	N	200-22-300	消，位
	0.65	0	160	33.6	RMS	0.52	N	201-12-003	消，金
	0.65	0	160	33.6	RMS	1.30	N	201-32-000	平，消，金
	0.65	0.17	160	33.6	RMS	0.54	N	200-22-600	消，偏
	0.65	0.17	160	33.6	RMS	0.24	N	200-32-600	平，消，偏
	0.65	0.17	160	33.6	RMS	0.54	N	200-12-602	消，偏
	0.65	0.17	160	33.6	RMS	0.52	N	201-12-601	消，金，弹
	0.65	0.17	160	33.6	RMS	0.55	N	200-21-003	G型消
	0.65	0.17	160	33.6	RMS	0.55	N	200-12-003	E型消
	0.65	……	……	……	……	0.74	N	200-18-002	消，水
	0.65	0.17	151	37.0	RMS	0.41	R	9220701	消
	0.65	0.17	151	37.0	RMS	0.41	R	9220751	消，偏
	0.65	0.17	151	37.0	RMS	0.41	R	9220706	消，位，浸
	0.65	0.17	151	37.0	RMS	0.41	R	9220705	消，位，浸
	0.65	0.17	151	37.0	RMS	0.20	R	9223701	平，消
	0.65	0.17	151	37.0	RMS	0.20	R	9223751	平，消，干，衬

续表

放大率 (1)	数值孔径 (2)	盖玻片厚 (3)	镜筒长 (4)	凸缘高 (5)	螺　纹 (6)	工作距离 (7)	生产厂 (8)	目录号 (9)	注 (10)
	0.65	0	156	36.0	RMS	0.35	U	MP1 40X	平，消，金
	0.65	0.17	156	36.0	RMS	0.35	U	BP1 40X	平，消
	0.65	0	156	36.0	RMS	0.33	U	M40X	消，金
	0.65	0.17	156	36.0	RMS	0.33	U	40X	消
	0.65	0	140	44.0	RMS	0.81	V	M022514	消，偏，金
	0.65	0.18	140	44.0	RMS	0.68	V	M022515	消，位
	0.65	0.18	140	44.0	RMS	0.68	V	M022517	消，位
	0.65	0.18	140	44.0	RMS	0.68	V	M022518	消，位
	0.65	0.18	140	44.0	RMS	0.68	V	M022519	消，位
	0.65	0.18	140	14.0	专	0.68	V	M022521	消，短
	0.65	0	140	35.5	专	0.81	V	M022522	消，短，金
	0.65	0.18	140	14.0	专	0.68	V	M022523	消，短，偏
	0.65	0	140	35.5	专	0.81	V	M022524	消，短，偏，管
	0.65	0.18	140	14.0	专	0.68	V	M022525	消，短，位
	0.65	0.18	140	40.2	……	0.68	V	M022531	消，磁
	0.65	0.18	140	40.2	……	0.68	V	M022533	消，磁，偏
	0.65	0.18	140	44.0	RMS	0.94	V	M020511	消
	0.65	0	140	44.0	RMS	1.06	V	M020512	消，金
	0.65	0.18	140	40.2	……	0.68	V	M022535	消，磁，位
	0.65	0	140	15.9	RMS	0.81	V	M022542	消，GKN
	0.65	0.18	140	34.0	RMS	0.68	V	M022543	消，孔
	0.65	0.18	140	17.8	RMS	0.68	V	M022546	消，快
	0.65	0	140	34.0	RMS	0.81	V	M022544	消，偏，金，孔
	0.65	0	140	34.0	RMS	0.25	V	M025202	平，消，金
	0.65	0	140	34.0	RMS	0.25	V	M025204	平，消，金，偏
	0.65	0	140	44.0	RMS	0.25	V	M025212	平，消，金
	0.65	0	140	44.0	RMS	0.25	V	M025214	平，消，金，偏
	0.65	0	230	34.0	RMS	0.35	V	M025301	平，消
	0.65	0	230	40.2	……	0.35	V	M025332	平，消，磁
	0.65	0	∞	24.0	RMS	0.35	V	M025352	平，消，到250
	0.65	0	∞	24.0	RMS	0.35	V	M025354	平，消，偏，到250
	0.60	1.5	160	33.6	RMS	2.0	N	……	消，环，长
	0.60	1.5	160	33.6	RMS	2.0	N	200-12-000	消，环，位，弹
	0.57	0.18	140	68.0	RMS	14.0	V	M022545	消，长，位，折
	0.57	0.18	140	68.0	RMS	14.0	V	M022541	消，长，折
	0.57	0.18	140	68.0	RMS	14.0	V	M022548	消，长，位，折
	0.55	0	241	38.0	RMS	0.7	R	9225703	消，金
	0.55	0	241	38.0	RMS	0.7	R	9225753	消，金，偏
	0.55	0	241	38.0	RMS	0.7	R	9225704	消，金，暗
	0.55	0	241	38.0	RMS	0.7	R	9225754	消，金，暗，偏
	0.55	0	241	38.0	RMS	0.5	R	9228703	平，消
	0.55	0.17	145	45.0	RMS	0.5	V	M058448	消，位
	0.55	0.17	145	45.0	RMS	0.5	V	M058441	消
	0.45	1.0	156	81.0	RMS	4.6	U	FF40X	消，长，高
	0.40	1.5	200	60.0	RMS	7.3	O	1M152	消，长，位
43	0.65	0.18	160	33.7	RMS	0.73	AO	C115	消
	0.65	0.18	145	35.7	RMS	0.6	BL	31-10-29-01	消
	0.55	0.18	145	35.7	RMS	0.4	BL	31-10-24	消
	0.55	0.18	∞	33.7	RMS	0.6	AO	114	消，到165.2
44	0.65	0	197	14.0	RMS	0.7	L	559 033	消，金，偏
45	0.65	0	180.7	12.33	……	0.50	西南厂	4—12	消
	0.95	0.18	140	34.0	RMS	0.21	V	M023601	半，油
	0.95	0.18	140	34.0	RMS	0.21	V	M023605	半，油，位
	0.95	0.18	140	34.0	RMS	0.21	V	M023608	半，油，位
	0.95	0.18	140	14.0	专	0.21	V	M023621	半，油，短

续表

放大率 (1)	数值孔径 (2)	盖玻片厚 (3)	镜筒长 (4)	凸缘高 (5)	螺　纹 (6)	工作距离 (7)	生产厂 (8)	目录号 (9)	注 (10)
	0.95	0.18	140	40.2	……	0.21	V	M023635	半，油，磁
	0.95	0.18	140	34.0	RMS	1.07	V	M023647	半，油，长
	0.95	0.18	140	34.0	RMS	1.33	V	M023648	半，油，长
	0.95	0.18	140	34.0	RMS	0.21	V	M023649	半，甘
	0.90	0.17	151	37.0	RMS	0.15	R	9211201	复，环
	0.85	0	197	14.0	RMS	0.43	L	559 009	半，金，偏
	0.85	0.18	145	35.7	RMS	0.30	BL	31-10-31-01	消
	0.75	0	181	36.0	RMS	0.29	R	9225801	半
	0.75	0	181	38.0	RMS	0.29	R	9225851	半，偏
	0.75	0	181	38.0	RMS	0.21	R	9228801	平，消
	0.66	0.18	∞	33.7	RMS	0.75	AO	1116	消，到182.7
	0.66	0.18	∞	33.7	RMS	0.75	AO	1238	消，到182.7，位
	0.66	0.18	∞	33.7	RMS	0.75	AO	1239	消，到182.7，位
	0.65	0	152	37.0	RMS	0.68	L	519 042	消，油，弹
	0.65	0	140	24.0	……	0.7	V	M024102	消，暗，磁，反
	0.65	0	140	44.0	RMS	0.7	V	M412040	消，暗，磁，反
	0.55	0.18	145	43.0	RMS	0.46	BL	31-10-49	平，消
47.5	0.55	0.18	145	35.7	RMS	0.18	BL	31-11-81-01	复，环
50	1.00	……	146	36.5	RMS	0.20	W	5070	半，油
	1.00	……	146	36.5	RMS	0.20	W	5253	半，油，位
	1.00	0	200	36.7	RMS	0.45	BL	42-33-61	半，油，金，偏
	1.00	0.18	140	34.0	RMS	0.50	V	M022701	消，水
	1.00	0.18	140	34.0	RMS	0.50	V	M022705	消，水，位
	1.00	0.18	140	44.0	RMS	0.50	V	M022711	消，水
	1.00	0.18	140	44.0	RMS	0.50	V	M022715	消，水，位
	1.00	0.18	140	14.0	专	0.50	V	M022721	消，水，短
	0.95	0	200	36.7	RMS	0.18	BL	42-33-71	复，金，偏
	0.95	0.18	140	44.0	RMS	0.21	V	M023611	半，油
	0.95	0.18	140	44.0	RMS	0.21	V	M023615	半，油，位
	0.95	0.18	140	44.0	RMS	0.21	V	M023617	半，油，位
	0.95	0.18	140	44.0	RMS	0.21	V	M023618	半，油，位
	0.95	0.18	140	44.0	RMS	0.21	V	M023619	半，油，位
	0.90	0	∞	24.0	RMS	0.20	V	M023852	复，到 250
	0.85	0	200	36.7	RMS	0.38	BL	42-33-57	消，金，偏
	0.85	0	200	36.7	RMS	0.39	BL	42-33-70	半，金，偏
	0.85	0.17	152	37.0	RMS	0.42	L	559 038	消，偏
	0.85	0	∞	45.0	RMS	0.30	L	569 052	半，金
	0.85	0	∞	45.0	RMS	0.30	L	569 022	半，金，位
	0.85	0.17	146	36.5	RMS	0.22	W	5017	消
	0.85	0.17	146	36.5	RMS	0.22	W	3155	消，偏
	0.85	0	∞	34.0	RMS	0.48	V	M027152	平，复
	0.85	0.18	∞	33.7	RMS	0.30	AO	1026	消，浸，到182.7
	0.85	0.18	∞	33.7	RMS	0.30	AO	1029	消，到182.7
	0.85	0.18	∞	33.7	RMS	0.30	AO	1228	消，到282.7，位
	0.80	0	200	36.7	专	0.30	BL	42-35-22	平，半，金，偏
	0.80	0	∞	24.0	RMS	0.36	V	M022952	消，到250
	0.80	0	∞	24.0	RMS	0.35	V	M022954	消，到250，偏
	0.75	0	∞	45.0	RMS	0.62	L	569 088	消，金，耐
	0.70	0	∞	24.0	RMS	0.37	V	M025252	平，消，到250
	0.70	0	∞	24.0	RMS	0.37	V	M025254	平，消，到250
	0.65	0	167	35.0	专	0.60	L	513 007	消，金，暗
	0.65	0	∞	24.0	专	0.7	V	M024152	消，金，暗，反，到250
	0.60	……	152	37.0	RMS	……	L	559 040	消，万，浸
53	0.95	0	152	37.0	RMS	1.07	L	519 043	半，油，弹
54	0.95	0.17	152	37.0	RMS	0.22	L	519 027	半，油，弹

续表

放大率 (1)	数值孔径 (2)	盖玻片厚 (3)	镜筒长 (4)	凸缘高 (5)	螺　纹 (6)	工作距离 (7)	生产厂 (8)	目录号 (9)	注 (10)
55	0.95	0	230	20.3	……	0.32	V	M023832	复，磁
	……	0	167	35.0	专	0.50	L	513 003	消，[illegible]，水，金
56	0.90	0	181	38.0	RMS	0.23	R	9225001	半
	0.90	0	181	38.0	RMS	0.23	R	9225051	半，偏
	0.90	0	181	38.0	RMS	0.15	R	9228001	平，消
	0.65	0	230	29.0	……	0.70	V	M024132	消，金，暗，磁，反
60	0.60	0	∞	12.25	……	0.78	……	4—13	平，消
	0.95	0	197	14.0	RMS	0.38	L	559 012	半，金，[illegible]，油
	0.95	0.17	151	37.0	RMS	0.30	R	9220908	消，甘，[illegible]
	0.85	0.18	145	35.7	RMS	0.20	BL	31-10-35-01	消
	0.85	0	167	35.0	专	0.57	L	513 010	消，金，[illegible]，油
	0.85	0	230	20.3	……	0.30	V	M022932	消，短，磁
	0.85	0	230	20.3	……	0.30	V	M022934	消，短，磁，偏
	0.80	0.17	160	36.77	RMS	0.26	O	1B 170	消
	0.80	0.17	160	33.6	RMS	0.37	N	200-13-000	E 型 消
	0.80	0	156	30.0	RMS	0.35	U	M60X	消，金
	0.80	0.17	156	30.0	RMS	0.28	U	60X	消
	0.70	0.17	161	36.5	RMS	0.29	W	5020	消
	0.65	0	230	17.8	……	0.68	V	M022536	消，金，[illegible]
	0.65	0	230	20.3	……	0.68	V	M022532	消，金，[illegible]
	0.65	0	230	20.3	……	0.68	V	M022534	消，金，磁，[illegible]
61	1.40	0.18	145	35.7	RMS	0.12	BL	31-11-29-02	复，油
63	0.85	0	∞	15.43	……	0.17	……	4—14	平，消
	1.25	0.17	150	45.0	RMS	0.65	Z	46 18 20	半，油
	1.25	0.17	150	45.0	RMS	0.65	Z	46 18 21	半，油，[illegible]
	0.95	0.17	152	37.0	RMS	0.12	L	519 039	复，环，[illegible]
	0.90	0.17	150	45.0	RMS	0.12	Z	46 08 22	半，环
	0.90	0.17	150	45.0	RMS	0.09	Z	46 08 13	平，消，位
	0.90	0.17	150	45.0	RMS	0.12	Z	46 08 23	半，位
	0.90	0.17	150	45.0	RMS	0.12	Z	46 08 28	半，偏
	0.90	0	150	45.0	RMS	0.09	Z	46 08 60	平，消
	0.85	0.17	152	37.0	RMS	0.29	L	519 002	消，弹
	0.85	0.17	152	37.0	RMS	0.29	L	519 047	消，浸，弹
	0.85	0.17	152	37.0	RMS	0.29	L	559 043	消，偏
	0.85	0.17	151	37.0	RMS	0.18	R	9210603	半，环
	0.85	0.17	151	37.0	RMS	0.18	R	9210653	半，环，偏
	0.80	0.17	151	37.0	RMS	0.15	R	9220806	消，位，浸
	0.80	0.17	151	37.0	RMS	0.15	R	9220805	消，位，长
	0.80	0.17	151	37.0	RMS	0.15	R	9220801	消
	0.80	0.17	151	37.0	RMS	0.15	R	9220851	消，偏
	0.80	0.17	151	37.0	RMS	0.11	R	9223801	平，消
	0.80	0.17	151	37.0	RMS	0.11	R	9223851	平，消，干，衬
	0.75	0	241	38.0	RMS	0.29	R	9225803	半
	0.75	0	241	38.0	RMS	0.29	R	9225853	半，偏
	0.75	0	241	38.0	RMS	0.21	R	9228803	平，消
	0.70	0.17	152	37.0	RMS	0.30	L	519 155	复，位，弹
	0.70	0.17	152	37.0	RMS	0.30	L	051 931	复，位，板，弹
	0.70	0.17	152	37.0	RMS	0.30	L	052 932	复，位，板
70	1.15	0.17	152	38.5	RMS	0.20	L	519 154	半，位，油，弹
	1.15	0.17	152	38.5	RMS	0.20	L	051 943	半，位，油，弹
	1.15	0.17	152	38.5	RMS	0.20	L	051944	半，位，油，板
75	1.40	0	200	36.7	RMS	0.29	BL	42-33-79	复，金，偏，油
	1.25	0	200	36.7	RMS	0.30	BL	42-33-58	消，金，偏，油
	1.25	0	200	36.7	RMS	0.51	BL	42-33-68	半，金，偏，油
	1.00	0	167	35.0	专	0.51	L	513 011	半，金，暗，油

续表

放大率 (1)	数值孔径 (2)	盖玻片厚 (3)	镜筒长 (4)	凸缘高 (5)	螺纹 (6)	工作距离 (7)	生产厂 (8)	目录号 (9)	注 (10)
	0.90	0	167	35.0	专	0.48	L	513 009	消,金,暗,水
76	1.25	0.18	140	34.0	RMS	……	V	M808429	紫,单色2750A,甘
	1.25	0.18	140	34.0	RMS	……	V	M808480	紫,单色2750A,甘,位
79	0.95	0	230	20.3	……	0.05	V	M023332	复,短,磁
80	1.32	0.18	140	34.0	RMS	0.10	V	M023701	复,油
	1.32	0.18	140	44.0	RMS	0.10	V	M023711	复,油
	1.32	0	140	44.0	RMS	0.28	V	M023712	复,油,金
	1.32	0.18	140	40.2	……	0.10	V	M023731	复,油,磁
	1.30	0	197	14.0	RMS	0.36	L	559 013	半,金,偏,油,短
	0.95	0	∞	45.0	RMS	0.13	L	569 034	平,消,金,位
	0.95	0	∞	45.0	RMS	0.13	L	569 029	平,消,金
	0.95	0	150	33.0	RMS	0.09	Z	46 20 35	消,金
	0.95	0	150	33.0	专	0.09	Z	46 08 69	消,金,暗
	0.90	0	200	36.7	专	0.30	BL	42-35-23	平,半,金,偏
	0.90	0	241	38.0	RMS	0.23	R	9225903	半
	0.90	0	241	38.0	RMS	0.23	R	9225953	半,偏
	0.90	0	241	38.0	RMS	0.13	R	9228903	平,消
	0.90	0	156	36.0	RMS	0.06	U	M Pl 80X	平,消,金
	0.85	0	200	36.7	专	0.60	BL	42-35-19	平,消,金,偏
	0.85	0	200	36.7	RMS	0.60	BL	42-35-34	平,消,金,偏
	0.85	0	200	36.7	专	0.60	BL	42-35-33	平,消,金,偏,中
	0.75	0	∞	42.0	专	0.18	L	569 070	平,消,金,暗
81	1.25	0.18	140	34.0	RMS	0.1	V	M808428	紫,单色2536A,甘
	1.25	0.18	140	34.0	RMS	0.1	V	M808475	紫,单色2536A,甘,位
85	1.25	……	164	36.5	RMS	0.17	W	5030	消,油
	0.95	0	∞	24.0	RMS	0.15	V	M023352	复,到250
	0.85	0	∞	24.0	RMS	0.15	V	M023152	消,到250
	0.85	0	∞	24.0	RMS	0.15	V	M023154	消,到250,偏
90	1.40	0.18	145	35.7	RMS	0.07	BL	31-11-93-02	复,油
	1.40	0.17	152	37.0	RMS	0.06	L	519 010	复,油,弹
	1.32	0.17	152	37.0	RMS	0.12	L	519 008	复,油,弹
	1.32	0.17	152	38.5	RMS	0.12	L	519 158	复,油,位,弹
	1.32	0.17	152	38.5	RMS	0.12	L	051 949	复,油,位,大,弹
	1.30	0.18	145	35.7	RMS	0.12	BL	31-11-91-02	复,油
	1.25	0	181	38.0	RMS	0.26	R	9229001	平,消,油
	1.20	0.17	152	37.0	RMS	0.32	L	519 171	消,水,弹
	1.15	0.17	152	38.5	RMS	0.12	L	519 152	复,油,位,弹
	1.15	0.17	152	38.5	RMS	0.12	L	051 947	复,油,位,板,弹
95	1.32	0.17	152	37.0	RMS	0.15	L	519 026	半,油,弹
	1.32	0.17	152	37.0	RMS	0.15	L	519 046	半,油,浸,弹
	1.32	0	152	37.0	RMS	0.11	L	519 012	半,油,荧,弹
	1.32	0.17	152	37.0	RMS	0.11	L	559 039	半,油,偏
	1.30	0.18	140	34.0	RMS	0.15	V	M022601	消,油
	1.30	0	140	34.0	RMS	0.33	V	M022602	消,油,金
	1.30	0.18	140	34.0	RMS	0.15	V	M022603	消,油,偏
	1.30	0	140	34.0	RMS	0.33	V	M022604	消,油,偏,金
	1.30	0.18	140	34.0	RMS	0.15	V	M022605	消,油,位
	1.30	0.18	140	34.0	RMS	0.15	V	M022608	消,油,位
	1.30	0.18	140	34.0	RMS	0.15	V	M022609	消,油,位
	1.30	0.18	140	14.0	专	0.15	V	M022621	消,油,短
	1.30	0	140	35.5	专	0.33	V	M022622	消,油,短,管
	1.30	0.18	140	14.0	专	0.15	V	M022623	消,油,短,偏
	1.30	0.18	140	14.0	专	0.15	V	M022625	消,油,短,位
	1.30	0.18	140	34.0	RMS	0.15	V	M022640	消,甘
	1.30	0	140	53.0	RMS	0.40	V	M022641	消,油,下

续表

放大率 (1)	数值孔径 (2)	盖玻片厚 (3)	镜筒长 (4)	凸缘高 (5)	螺　纹 (6)	工作距离 (7)	生产厂 (8)	目录号 (9)	注 (10)
	1.30	0.18	140	34.0	RMS	0.15	V	M022645	消，甘，位
	1.30	0.18	140	17.8	……	0.15	V	M022646	消，油，快
	1.30	0.18	140	34.0	RMS	0.10	V	M022501	半，油
	1.30	0.18	140	34.0	RMS	0.10	V	M022505	半，油，位
	1.30	0.18	140	34.0	RMS	0.10	V	M022508	半，油，位
	1.18	0.17	151	37.0	RMS	0.11	R	9221008	消，甘，浸
	1.18	0.17	151	37.0	RMS	0.11	R	9221011	消，甘，位
97	1.25	0.18	145	35.7	RMS	0.13	BL	31-10-71-02	消，油
	1.25	0.18	145	35.7	RMS	0.13	BL	31-10-75-02	消，油，浸
	1.25	0.18	160	33.7	RMS	0.13	AO	C 127	消，油
98	1.30	0.18	145	35.7	RMS	0.13	BL	31-10-73-02	半，油
100	1.25	0	∞	10.19	……	0.14	……	4—15	消，油
	1.25	0.17	173	7.14	专	0.14	……	4—16	消，金
	1.40	0.17	160	33.6	RMS	0.1	N	200-65-000	复，油，弹
	1.36	0	∞	45.0	RMS	0.36	L	569 046	半，金，油
	1.32	0.17	152	45.0	RMS	0.27	L	519 160	平，油，复，弹
	1.32	0	152	37.0	RMS	0.38	L	519 037	半，油，弹
	1.30	0.17	160	36.57	RMS	0.14	O	1B 190	消，油
	1.30	0.17	160	36.57	RMS	0.14	O	1B 192	消，油，浸
	1.30	0.17	160	36.57	RMS	0.14	O	1B 191	消，油，弹
	1.30	0.17	160	36.57	RMS	0.11	O	1B 390	半，油，浸
	1.30	0.17	160	36.57	RMS	0.14	O	1P 190	消，位，油
	1.30	0.17	160	36.57	RMS	0.11	O	1F 190	半，位，油，弹
	1.30	0.17	160	36.57	RMS	0.14	O	1B 290	消，偏，油
	1.30	0	200	42.3	RMS	0.33	O	1M 190	消，金，油
	1.30	0	200	42.3	RMS	0.17	O	1M 193	半，金，油
	1.30	0	200	42.3	RMS	0.33	O	1M 192	消，金，油，位
	1.30	0	200	42.3	RMS	0.33	O	1M 290	消，金，油，偏
	1.30	0	200	42.3	RMS	……	O	1M 191	平，消，金，油
	1.30	0.17	152	37.0	RMS	0.13	L	559 042	消，偏，油
	1.30	……	146	36.5	RMS	0.14	W	5075	半，油
	1.30	……	146	36.5	RMS	0.14	W	5076	半，油，浸
	1.30	……	146	36.5	RMS	0.35	W	5115	平，半，油
	1.30	……	146	36.5	RMS	0.14	W	5254	半，位，油
	1.30	0.17	150	45.0	RMS	0.12	Z	46 19 20	半，油
	1.30	0.17	150	45.0	RMS	0.09	Z	46 19 40	平，复，油
	1.30	0.17	170	45.0	RMS	0.09	Z	46 19 46	平，复，浸，油
	1.30	0.17	150	45.0	RMS	0.12	Z	46 19 21	半，位，油
	1.30	0.17	150	45.0	RMS	0.09	Z	46 19 41	半，位，油，复
	1.30	0.17	152	37.0	RMS	0.13	L	519 060	消，油，弹
	1.30	0.17	152	37.0	RMS	0.13	L	519 045	消，油，浸，弹
	1.30	0.17	152	45.0	RMS	0.17	L	519 167	消，油，位(林尼克)，弹
	1.30	0.17	151	37.0	RMS	0.10	R	9223002	半，油，浸
	1.30	0.17	151	37.0	RMS	0.10	R	9223052	半，油，浸，偏
	1.30	0.17	151	37.0	RMS	0.10	R	9223006	半，油，浸，位
	1.30	0.17	151	37.0	RMS	0.10	R	9211401	复，油
	1.30	0.17	160	33.6	RMS	0.12	N	200-35-000	平，消，油
	1.30	0.17	160	33.6	RMS	0.12	N	200-75-000	平，消，油，弹
	1.30	0.17	160	33.6	RMS	0.12	N	200-35-600	平，消，油，偏，弹
	1.30	0	160	33.6	RMS	0.12	N	201-35-000	平，消，油，金
	1.30	0.18	140	44.0	RMS	0.15	V	M022611	消，油
	1.30	0	140	44.0	RMS	0.33	V	M022612	消，油，金
	1.30	0.18	140	44.0	RMS	0.15	V	M022613	消，油，偏
	1.30	0	140	44.0	RMS	0.33	V	M022614	消，油，偏，金
	1.30	0.18	140	44.0	RMS	0.15	V	M022615	消，油，位

续表

放大率 (1)	数值孔径 (2)	盖玻片厚 (3)	镜筒长 (4)	凸缘高 (5)	螺纹 (6)	工作距离 (7)	生产厂 (8)	目录号 (9)	注 (10)
	1.30	0.18	140	44.0	RMS	0.15	V	M022617	消, 油, 位
	1.30	0.18	140	44.0	RMS	0.15	V	M022618	消, 油, 位
	1.30	0.18	140	44.0	RMS	0.15	V	M022619	消, 油, 位
	1.30	0.18	140	40.2	……	0.15	V	M022631	消, 油, 磁
	1.30	0.18	140	40.2	……	0.15	V	M022633	消, 油, 磁 偏
	1.30	0.18	140	40.2	……	0.15	V	M022635	消, 油, 磁, 位
	1.30	0.18	140	44.0	RMS	0.15	V	M022643	消, 油, 浸
	1.30	0.18	140	44.0	RMS	0.10	V	M023511	半, 油
	1.30	0.18	140	44.0	RMS	0.10	V	M023515	半, 油, 位
	1.30	0.18	140	44.0	RMS	0.10	V	M023517	半, 油, 位
	1.30	0.18	140	44.0	RMS	0.10	V	M023518	半, 油, 位
	1.30	0.18	140	44.0	RMS	0.10	V	M023519	半, 油, 位
	1.30	0.18	140	44.0	专	0.10	V	M023521	半, 油, 专
	1.30	0.18	140	40.2	……	0.10	V	M023531	半, 油, 磁
	1.30	0.18	140	44.0	RMS	0.10	V	M023541	半, 油, 浸
	1.25	0.18	∞	33.7	RMS	0.14	AO	1027	消, 油, 浸, 钓[illegible]62.7
	1.25	0.18	∞	33.7	RMS	0.14	AO	1079	消, 油, 钓[illegible]62.7
	1.25	0.18	∞	33.7	RMS	0.14	AO	1227	消, 油, 位, [illegible]62.7
	1.25	0.18	∞	33.7	RMS	0.14	AO	1229	消, 油, 位, 钓[illegible]62.7
	1.25	0.17	151	37.0	RMS	0.12	R	9221001	消, 油
	1.25	0.17	151	37.0	RMS	0.12	R	9221002	消, 油, 浸
	1.25	0.17	151	37.0	RMS	0.12	R	9221051	消, 油, 偏
	1.25	0.17	151	37.0	RMS	0.12	R	9221005	消, 油, 位
	1.25	0.17	151	37.0	RMS	0.12	R	9221009	消, 油, 位, 浸
	1.25	0.17	151	37.0	RMS	0.09	R	9224002	平, 油, 消, 浸
	1.25	0.17	151	37.0	RMS	0.09	R	9224052	平,油,消,浸,干,衬
	1.25	0.17	160	33.6	RMS	0.16	N	200-15-000	消, 油
	1.25	0.17	160	33.6	RMS	0.16	N	200-15-30	消, 油, 浸
	1.25	0.17	160	33.6	RMS	0.16	N	200-25-000	消, 油, 弹
	1.25	0.17	160	33.6	RMS	0.16	N	200-25-000	消, 油, 位
	1.25	0.17	160	33.6	RMS	0.16	N	200-25-201	消, 油, 位
	1.25	0.17	160	33.6	RMS	0.16	N	200-25-30	消, 油, 位
	1.25	0.17	160	33.6	RMS	0.16	N	202-62-20	消, 油, 位, 浸
	1.25	0	160	33.6	RMS	0.16	N	201-25-000	消, 油, 金
	1.25	0.17	160	33.6	RMS	0.16	N	200-25-600	消, 油, 偏
	1.25	0.17	160	33.6	RMS	0.16	N	200-15-600	消, 油, 偏
	1.25	0.17	160	33.6	RMS	0.16	N	201-25-601	消, 油, 金, 弹
	1.25	0.17	160	33.6	RMS	0.16	N	200-15-000	消, 油, G型
	1.25	0	200	36.7	专	0.30	BL	42-35-20	平, 消, 金, 偏, 油
	1.25	0	200	36.7	RMS	0.30	BL	42-35-55	平, 消, 金, 偏, 油
	1.25	0.18	145	43.0	RMS	0.12	BL	31-10-65	平, 消, 油
	1.25	0.17	150	45.0	RMS	0.09	Z	46 19 00	消, 油
	1.25	0.17	150	45.0	RMS	0.09	Z	46 19 06	消, 油, 浸
	1.25	0.17	150	45.0	RMS	0.09	Z	46 19 10	平, 消, 油
	1.25	0.17	150	45.0	RMS	0.09	Z	46 19 16	平, 消, 油, 浸
	1.25	0.17	150	45.0	RMS	0.09	Z	46 19 01	消, 位, 油
	1.25	0.17	150	45.0	RMS	0.09	Z	46 19 11	平, 消, 位, 油
	1.25	0.17	150	45.0	RMS	0.09	Z	46 19 08	消, 偏, 油
	1.25	0.35	150	45.0	RMS	0.07	Z	46 20 64	紫, 甘
	1.25	0	150	33.0	专	0.25	Z	46 19 69	消, 金, 暗, 油
	1.25	0	150	33.0	专	0.28	Z	46 20 05	消, 金, 暗, 油, 偏
	1.25	0	150	33.0	专	0.25	Z	46 20 29	消, 金, 位, 油
	1.25	0	150	33.0	RMS	0.25	Z	46 20 36	消, 金, 油
	1.25	0	150	33.0	RMS	0.25	Z	46 20 39	消, 金, 油, 空
	1.25	0.17	160	36.57	RMS	0.15	O	1B 590	平, 消, 油, 弹

续表

放大率 (1)	数值孔径 (2)	盖玻片厚 (3)	镜筒长 (4)	凸缘高 (5)	螺　纹 (6)	工作距离 (7)	生产厂 (8)	目录号 (9)	注 (10)
	1.25	0	200	42.3	RMS	0.16	O	1M591	平，消，油，金
	1.25	0.17	146	36.5	RMS	0.14	W	5025	消，油
	1.25	0.17	146	36.5	RMS	0.14	W	5026	消，油，[illegible]
	1.25	0	146	36.5	专	0.14	W	8528	消，油，金，暗
	1.25	0.17	146	36.5	RMS	0.14	W	3154	消，油，偏
	1.25	0.17	146	36.5	RMS	0.14	W	5203	消，油，位
	1.25	0	156	36.0	RMS	0.25	U	M100X	消，金，油
	1.25	0	156	36.0	RMS	0.08	U	100X	消，油
	1.25	0.18	140	44.0	RMS	0.15	V	M025511	平，消，油
	1.25	0	140	44.0	RMS	0.33	V	M025512	平，消，油，金
	1.25	0.18	140	44.0	RMS	0.15	V	M025517	平，消，油，位
	1.25	0.18	140	44.0	RMS	0.15	V	M025518	平，消，油，位
	1.00	0.17	150	45.0	RMS	0.08	Z	47 44 08	消，油，干
	1.00	0.18	145	43.0	RMS	0.12	BL	31-10-50	平，消，油
	0.95	0	∞	45.0	RMS	0.12	L	569 047	平，金，位
	0.95	0	∞	45.0	RMS	0.12	L	569 053	平，金
	0.85	0.35	150	45.0	RMS	0.12	Z	46 20 63	紫，甘
	0.85	0.35	150	45.0	RMS	0.12	Z	46 20 73	紫，甘，位
105	1.32	0	197	14.0	RMS	0.30	L	559 014	平，金，偏，油
112	1.32	0	230	20.3	……	0.28	V	M023732	复，油，磁
115	1.32	0	∞	24.0	RMS	0.28	V	M023752	复，油，到250
125	1.30	0	241	38.0	RMS	0.23	R	9226003	平，油，金
	1.30	0	241	38.0	RMS	0.23	R	9226053	平，油，金，偏
	1.25	0	241	38.0	RMS	0.26	R	9229003	平，消，油，金
130	1.30	0	230	20.3	……	0.28	V	M023532	平，油，磁
135	1.30	0	230	20.3	……	0.33	V	M022632	消，油，磁
	1.30	0	230	20.3	……	0.33	V	M022634	消，油，磁，偏
	1.30	0	230	17.8	……	0.33	V	M022636	消，油，快
140	1.30	0	∞	24.0	RMS	0.39	V	M022652	消，油，快，到250
	1.30	0	∞	24.0	RMS	0.39	V	M022654	消，油，偏，到250
	1.30	0	∞	24.0	RMS	0.28	V	M023552	平，油，到250
	1.25	0	∞	34.0	RMS	0.30	V	M025352	平，消，油，到250
160	1.40	0	∞	45.0	RMS	0.30	L	569 031	平，消，油，金
	1.40	0	∞	45.0	RMS	0.30	L	569 036	平，消，油，[illegible]，位
	0.95	0	∞	45.0	RMS	0.16	L	569 030	平，消，金
	0.95	0	∞	45.0	RMS	0.16	L	569 035	平，消，金，位
170	0.50	0.18	362	47.0	RMS	2.1	L	520 108	紫，折
300	0.85	0.18	362	45.0	RMS	0.4	L	520 109	紫，折，甘
增补									
0.2	0.01	0	237.3	1206	……	1200	华中厂	2001[2]	消，长，高
0.5	0.025	0	236.5	487	……	480	华中厂	2002	消，长，高
1.0	0.05	0	168.4	173.4	……	167.4	中南厂	2003	消，长，高
2	0.08	0	[illegible]	58.46	……	52.46	中南厂	2008	消
3	0.10	0	163.1	57.67	……	53.17	华中厂	2010	消
4	0.25	0	[illegible]	37.35	……	18.61	星火厂	2017	消，平
	0.10	0	158.0	39.70	……	36.50	红光厂	2018	消
	0.10	0	[illegible]	42.17	……	38.54	厦光厂	2019	消
5	0.15	0	174.4	51.02	……	21.22	华中厂	2022	消
8	0.20	0	156.5	34.09	……	8.66	西光厂	2024	消
10	0.30	0	158.9	37.77	……	8.83	云光厂	2025	消，平
	0.18	0	158.1	36.09	……	11.43	福光所	2026	消，平
	0.25	0.17	161.7	33.55	……	7.20	红光厂	2028	消
	0.25	0	166.4	30.01	……	3.25	一机联	2029	消
16	0.25	0	128.5	14.83	……	2.83	福光所	2031	消，金

续表

放大率(1)	数值孔径(2)	盖玻片厚(3)	镜筒长(4)	凸缘高(5)	螺 纹(6)	工作距离(7)	生产厂(8)	目录号(9)	注(10)
40	0.65	0	157.1	37.96	……	0.67	星火厂	2035	消，金
	0.65	0.17	172.4	12.75	……	0.56	重光厂	2036	消
	0.65	0.17	182.2	12.55	……	0.63	一机联	2037	消
	0.64	0.17	183.0	13.77	……	0.63	红光厂	2038	消
45	0.63	0	180.7	12.50	……	0.50	西南厂	2040	消
62	0.84	0	226.9	46.71	……	0.74	重光厂	2041	消

第四节 显 微 目 镜

物镜所成的放大影象只有经过目镜再次放大成象才能获得显微放大的光学效果，目镜成象条件、象差情况和技术要求等都必须同物镜相互匹配。

根据显微系统的光学成象特点，即高倍率、高分辨和小视场的成象特点，对显微目镜则相应地要求有小孔径、小视场、高倍率和高分辨的光学特性。因此，显微目镜的类型和形式也都具有这些特点。通常所用的目镜类型有惠更斯目镜、凯涅尔目镜、补偿式目镜和对称式目镜四种。总之，显微目镜比显微物镜要求较低，所以显微目镜的结构形式均属较为简单的目镜类型。

一、显微目镜的基本类型及光学性能[11]

显微目镜可分为观察目镜和摄影目镜两类。

(一) 观察目镜——用于直接进行目视观察的目镜。观察目镜又可分为普通目镜、平场目镜和广角目镜三种类型。

1. 普通目镜——系指惠更斯目镜、凯涅尔目镜和对称式目镜等。如图19—10所示。

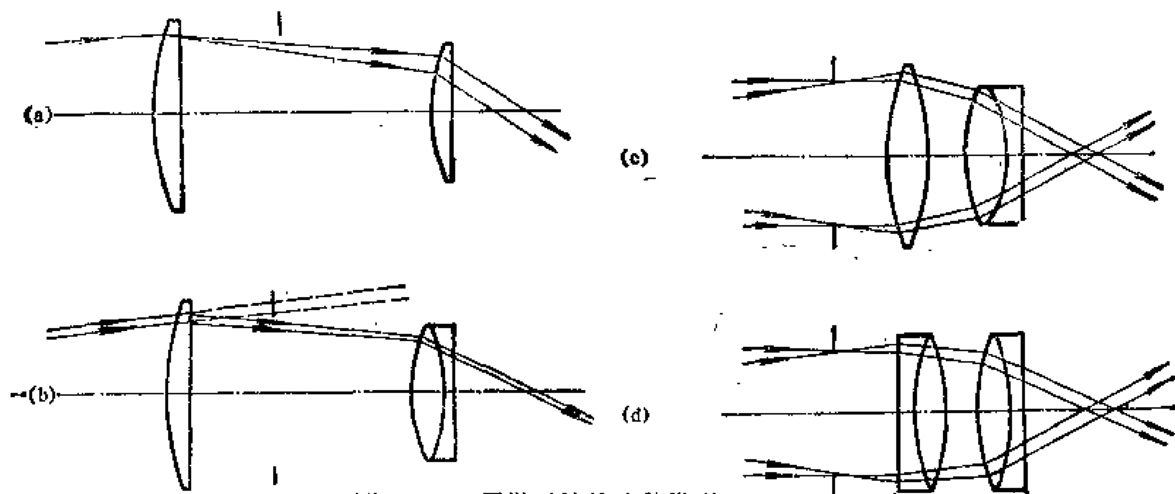


图 19-10 显微目镜的几种类型

(a)惠更斯目镜；(b)补偿式目镜；(c)凯涅尔目镜；(d)对称式目镜。

惠更斯目镜具有最简单的目镜结构，在显微镜中应用最广，它能较好地校正中心象差和轴外色差；补偿式目镜对球差和色差又有提高，它们有良好的成象质量，视场角为30—35°，相对孔径可达 1∶10 左右，作为中低倍目镜性能良好。其缺点是象面在目镜里面，因而作测量用不能在象面放入分划板，而对显微观察通常恰不必要，所以此目镜用于显微镜是适得其所。

凯涅尔目镜有较大的视场，对显微镜来讲属广角目镜，视场角可达40°，具有较大的相对孔径和较好的成象质量。对称式目镜具有更大的视场和相对孔径，成象质量都有改善．相对孔径可达1：6，视场角可达42°—45°，具有较小的畸变。

2．平场目镜——系指在全视场范围内校正了象面弯曲和象散的目镜。平场补偿目镜系指同所用物镜配合相互补偿垂轴色差CDM在1.5—2%之间的目镜。其中包括消色差物镜、复消色差物镜和半复消色差物镜等的相互补偿类型。

3．广角目镜——也是平场目镜，规定将放大率γ和视场角2ω之积为12×50°以上的普通目镜，如凯涅尔目镜和对称式目镜，或10×40°以上的平场目镜称为显微镜广角目镜。

（二）投影目镜和摄影目镜——系指显微投影和显微摄影所用之目镜，此类目镜因物距较长，倍率不大，其出瞳较大，对象面弯曲和象散要求较高，故用对称式目镜或补偿式目镜。

二、显微目镜的典型结构

由图19—10可知，显微目镜的基本类型中目视观察的显微目镜是基本的典型结构。其他的目镜形式因不同技术特性要求而各不相同，如长眼点距目镜的结构基本上是反远焦形式，接目透镜组为正强光焦度组合，而场透镜组则为一负光焦度组合；如平场目镜多半有一负的矫正透镜等。投影目镜的结构形式不一。

三、显微目镜技术性能数据一览表

表19-18中共收集显微目镜213个，技术性能数据列于表中，各类目镜的排列均以放大倍率为序依次排列。纵栏(2)、(3)、(4)和(5)数字单位均为毫米；表中各纵栏内容简要说明如下：

纵栏1，放大率均以公式（19-1）算得，投影目镜则以公式（19—2）计算。

纵栏2，线视场均为实际观察视场。

纵栏3，凸缘象高为从象面到安装凸缘面之高度，对目镜结构不详的则以前焦点的前截距标注。

纵栏4，眼点为出瞳到目镜后顶点之距离，美国光学公司的目镜则以后截距标注。

纵栏5，直径为目镜套筒的直径。

纵栏6，型号无需说明。

纵栏7，生产厂家缩写同前表19-15。

纵栏8，目录号无需说明。

纵栏9、10，特性简写字表如下：

序号	缩写	名称和意义	序号	缩写	名称或意义
1	消	消色差目镜	9	长	长眼点距目镜
2	复	复消色差目镜	10	石	石英目镜
3	半	半复消色差目镜	11	调	调焦目镜
4	平	平场目镜	12	景	象景目镜
5	偏	偏光目镜	13	光	光电光敏目镜
6	紫	紫外光目镜	14	扩	附加视场扩大
7	体	体视目镜	15	到	后截距到
8	摄	摄影目镜	16	CDM	垂轴色差

表 19-18　显微目镜技术性能数据一览表

放大率 (1)	线视场 (2)	凸缘象距 (3)	眼点距 (4)	直　径 (5)	型　号 (6)	生产厂 (7)	目录号 (8)	特　性 (9)	注 (10)
4.0	25.0	9.0	9.0	23.2	补偿式	R	9250102	摄	CDM - 1.0%
	20.0	20.3	22	23.2	惠更斯	V	M001501	…	CDM 0%
	19.0	20.3	16	23.2	补偿式	V	M001519	…	CDM - 1.0%
4.7	25.0	41.9	50	23.2	对称式	长城厂	2—09❶	消	CDM - 0.3%
4.9	25.0	20.5	24	23.2	凯涅尔	华中厂	2—06	消	CDM - 0.1%
5.0	30.0	20.3	11	29.1	惠更斯	V	M606501	体	CDM 0%
	25.0	20.3	10	29.1	惠更斯	V	M045005	偏	CDM 0%
	21.4	11.0	16	23.2	补偿式	BL	31-05-70	复	CDM - 0.7%
	21.0	13.0	13	23.2	惠更斯	O	2C 101	消	CDM 0%
	21.0	9.0	18	23.2	补偿式	R	9250202	摄	CDM - 1.0%
	20.6	11.0	25	23.2	惠更斯	BL	31-15-08	消	CDM + 0.1%
	20.1	11.0	16	23.2	超平面式	BL	31-05-40	消、半	CDM - 0.[illegible]%
	20.0	10.0	9	23.2	补偿式	Z	46 37 10	消	CDM - 0.5%
	20.0	20.3	10	23.2	惠更斯	V	M045000	偏	CDM 0%
	19.0	9.0	18	23.2	补偿式	R	9250201	…	CDM - 1.0%
	19.0	14.0	8	23.2	外平式	U	P5X	…	CDM - 0.9%
	18.0	20.3	14	23.2	惠更斯	V	M808503	紫	石
	11.1	11.3	…	23.2	惠更斯	AO	C 133	…	到28.6
6.0	19.0	18	…	23.2	惠更斯	L	519 034	消	
	18.0	14	11.6	23.2	惠更斯	W	5502	消	
	18.0	14	11.9	23.2	补偿式	W	5550	消、半	
	18.0	14	11.8	23.2	平面式	W	5660	消、半	摄
	18.0	20.3	11	23.2	惠更斯	V	M0401000	…	CDM 0%
	17.0	20.3	11	23.2	补偿式	V	M041100	…	CDM - 1.0%
6.3	28.0	10	…	30	外平式	L	519 131	消、半	
	21.5	18	…	30	惠更斯	L	559001	消	调
	19.0	9	16.6	23.2	补偿式	R	9250301	…	CDM - 1.0%
	18.0	9	12.0	23.2	补偿式	R	9254301	…	CDM - 1.0%
	18.0	18	…	23.2	惠更斯	L	519 180	消	
	18.0	18	…	23.2	惠更斯	L	519 182	消	调
	18.0	18	…	23.2	外平式	L	519 188	消	调
	18.0	10	9.0	23.2	补偿式	Z	46 38 10	消	CDM - 0.9%
6.4	19.4	11.0	16	23.2	惠更斯	BL	31-15-06	消	CDM 0.2%
6.8	18.3	19.3	35	23.2	补偿式	云光厂	2—03	平、消	CDM - 0.5%
7	25.0	20.3	10	29.1	…	V	M044205	体	CDM 0%
	22.0	20.3	10	29.1	…	V	M007506	偏	CDM 0%
	18.5	13	12.5	23.2	照相式	O	2C201	消、半	CDM - 0.7%、摄
	18.0	13	10	23.2	惠更斯	O	2C110	消	CDM 0%
	18.0	20.3	10	23.2	惠更斯	V	M007508	偏	CDM 0%
	18.0	20.3	10	23.2	惠更斯	V	M808508	紫	石
7.5	18.7	11.0	9	23.2	超平面	BL	31-05-42	消、半	CDM - 0.7%
	17.5	11.0	10	23.2	补偿式	BL	31-05-72	复	CDM - 1.4%
	17.1	11.0	11	23.2	惠更斯	BL	31-15-07	消	CDM - 0.9%
	15.4	11.0	11	23.2	惠更斯	BL	31-15-17	消	CDM - 0.1%、调
8	18.0	10.0	9	23.2	补偿式	Z	46 39 20	平、复	CDM - 1.4%
	18.0	10.0	17	23.2	补偿式	Z	46 39 22	平、复	CDM - 1.4%
	18.0	20.3	9	23.2	惠更斯	V	M040700		
	17.5	9.0	14	23.2	补偿式	R	9250401	…	CDM - 1.0%
	16.0	10.0	8	23.2	补偿式	Z	46 39 10	消	
	15.0	20.3	8	23.2	补偿式	V	M041700	…	CDM - 1.0%

续表

放大率 (1)	线视场 (2)	凸缘象距 (3)	眼点距 (4)	直　径 (5)	型　号 (6)	生产厂 (7)	目录号 (8)	特　性 (9)	注 (10)
8.34	8.34	19.2	72	24	补偿式	云光厂	2—01	消、平	CDM－1.1[illegible]
8.4	24.0	21.4	21	32	对称型	湖光厂	2—14	消	CDM 0[illegible]
8.9	20.5	20.9	22.3	26	对称型	…	2—11	消	CDM－[illegible]
9.0	24.1	18.3	21.1	32	对称型	…	2—15	消	CDM－0.[illegible]
9.3	27.6	12.2	20.5	32	补偿型	西光厂		消	CDM－[illegible]
9.4	24.1	8.3	13.4	21	凯涅尔	…	2—04	消	CDM－[illegible]
9.8	22.7	6.7	10.3	12	凯涅尔	顺昌厂		消	CDM－[illegible]
10	18.2	15.2	21.0	20	对称型	顺昌厂		消	CDM＋0.2%
	19.2	18.2	25	28	对称型	205所	2—12	消	CDM－0.[illegible]%
	24.0	10	…	30	外平式	L	519 133	消、半	扩
	24.0	10	…	30	外平式	L	519 134	消、半	调、扩
	20.0	10	7	23.2	补偿式	Z	46 40 20	平、复	CDM－1.4%
	20.0	20.3	13	30.1	凯涅尔	V	M044208	体	CDM 0%
	20.0	20.3	13	30.1	凯涅尔	V	M045305	偏	CDM 0%
	20.0	11.3	…	23.2	广角型	AO	134	…	到33.6
	20.0	11.3	21	23.2	广角型	AO	145		
	18.5	11.3	…	23.2	广角型	AO	176	…	到35.5
	18.5	10.8	…	23.2	广角型	AO	437	…	到37.5
	18.44	11.3	…	23.2	广角型	AO	146	…	
	18.4	11.0	25	23.2	广角型	BL	31-05-23	平、消	CDM－0.[illegible]%
	18.4	11.0	24	23.2	广角型	BL	31-05-60-01	消	CDM＋0.5%
	18.0	18	…	23.2	外平式	L	519 128	消、半	
	18.0	15	…	23.2	外平式	L	519 126	消、半	调
	18.0	18	26	23.2	广角型	O	2C 320	消、半	CDM－0.7%
	18.0	13	19	23.2	补偿式	O	2C 321	消	CDM－1.0%
	18.0	11.0	25	23.2	广角型	BL	31-05-22	平、消	CDM－1.9%
	18.0	10.0	20	23.2	补偿式	Z	46 40 42	平、复	CDM－1.4%
	18.0	18	…	23.2	外平式	L	519 137	消、半	
	18.0	11.3	…	23.2	广角型	AO	161A	…	到39.3
	18.0	9.0	21	23.2	补偿式	R	9253501	景	
	18.0	20.3	20	23.2	平面式	V	M041301		
	18.0	14.0	19	23.2	广角型	U	WFH10XR	…	CDM－0.6%，调
	16.7	11.0	8	23.2	超平面	BL	31-05-44	消、半	CDM－0.[illegible]%
	16.0	10.0	…	23.2	补偿式	Z	46 40 10	消	CDM－0.[illegible]%
	16.0	9.0	8.5	23.2	补偿式	R	9254501	…	CDM－1.[illegible]%
	16.0	20.3	8	23.2	惠更斯	V	M045300	偏	CDM 0%
	16.0	20.3	12	23.2	凯涅尔	V	M042308	光	CDM 0%
	16.0	20.3	8	23.2	惠更斯	V	M040300	…	CDM 0%
	16.0	20.3	14	23.2	补偿式	V	M001525		CDM－1.0%，长
	16.0	20.3	8	…	惠更斯	V	M808516	紫	石
	15.5	9.0	11.9	23.2	补偿式	R	9250501	…	CDM－1.0%
	15.1	11	11	23.2	惠更斯	BL	31-05-24	平、消	CDM＋0.3%
	15.0	18	…	23.2	外平式	L	519 135	消、半	
	15.0	18	…	23.3	外平式	L	519 134	消、半	调
	14.8	11	8	23.2	惠更斯	BL	31-15-09	消	CDM＋0.1%
	14.8	11	9	23.2	补偿式	BL	31-05-75	复	CDM－1.0%
	14.6	18	…	23.2	外平式	L	519 170	消、半	调
	14.6	18	…	23.2	外平式	L	519 122	消、半	调
	14.4	11	8	23.2	惠更斯	BL	31-15-18	消	CDM＋0.1%，用
	14.0	18	…	23.2	…	L	519 221	消	

续表

放大率 (1)	线视场 (2)	凸缘象距 (3)	眼点距 (4)	直 径 (5)	型 号 (6)	生产厂 (7)	目录号 (8)	特 性 (9)	注 (10)
	13.4	11	26	23.2	高点式	BL	31-15-14	消	CDM - 0.3%
	13.0	13	7.3	23.2	惠更斯	O	2C 120	消	
	13.0	13	6	23.2	照 相	O	2C 220	消、半	CDM - 0.7%
	13.0	20.3	6	23.2	补偿式	V	M041300	…	CDM - 1.0%
	12	14	8	23.2	外平式	U	P10X	…	CDM - 0.5%
	12	14	13	23.3	凯涅尔	U	Ke 10XR	…	CDM 0%，调
	11.1	11.3	…	23.2	惠更斯	AO	C 142	…	到 16.7
	10.4	11.3	…	23.2	惠更斯	AO	160 A	…	到 16.0
	10.1	11.3	…	23.2	惠更斯	AO	177	…	到 16.0
10.1	12.8	25.53	16	17	外平式	…	2—16	消	CDM - 0.2%
10.3	17.8	6.46	16.7	20	无畸变	…	2—18	消	CDM + 0.4%
12.1	20	6.64	11	20	凯涅尔	…	2—07	消	CDM - 0.6%
12.4	12.7	10.75	17.4	16	无畸变	…	2—17	消	CDM + 1.1%
12.5	14.6	19.55	11	19	凯涅尔	…	2—05	消	CDM - 0.4%
	13.0	8.93	5	5.3	惠更斯	顺昌厂		消	CDM - 1.2%
	16.6	15.1	20	25	对称型	云光厂	2—13	消	CDM - 0.4%，长
	19.5	9.73	11	22	凯涅尔	云光厂	2—08	消	CDM - 0.[illegible]%
	18.0	10.0	15	23.2	补偿式	Z	46 41 42	平、复	CDM - 1.1%
	16.0	20.3	11	29.1	凯涅尔	V	M606516	体	CDM 0%
	15.0	14.0	20	23.2	广角型	U	WF12.5X		CDM - 0.1%，长
	15.0	9.0	17.8	23.2	补偿型	R	9250601		
	14.3	11.0	5	23.2	超平面	BL	31-05-46	消、半	CDM - 0.2%
	13	20.3	8	23.2	惠更斯	V	M001521	…	CDM 0%
	12.9	11.0	20	23.2	补偿式	BL	31-05-86	复	CDM - 1.5%
	12.8	11.0	6	23.2	惠更斯	BL	31-15-12	消	CDM + 0.2%
	12.5	10	6	23.2	补偿式	Z	46-41-10	消	
	12.5	10	16	23.2	补偿式	Z	46-41-20	平、复	CDM - 1.4%
	12.0	20.3	15	23.2	补偿式	V	M001529	景	CDM - 1.7%，长
	11.0	20.3	6	23.2	补偿式	V	M001538	…	CDM - 1.0%
14.0	15.0	20.3	14	29.1	补偿式	V	M044405	体	CDM 0%
14.5	16.0	7.5	14.7	16.0	对称型	顺昌厂		消	CDM + 0.2%
14.7	12.0	12.52	14.6	17	凯涅尔	云光厂	2—10	消	CDM - 0.6%
15	17.2	11.0	16.5	23.2	广角型	AO	184		
	16.8	11.3	…	23.2	广角型	AO	147	…	到 44.2
	16.8	11.0	12	23.2	广角型	BL	31-05-62	消	CDM + 0.5%
	14.0	14.0	20	23.2	广角型	U	WF15X	景	CDM - 1.1%，长
	13.0	20.3	8	23.2	凯涅尔	V	M001546		CDM 0%
	13.0	20.3	8	29.1	凯涅尔	V	M606521	体	CDM 0%
	11.4	11.0	5	23.2	惠更斯	BL	31-15-15	消	CDM + 0.2%
	11.3	11.0	14	23.2	超平面	BL	31-05-48	消、半	CDM - 0.8%
	11.2	11.0	15	23.2	补偿式	BL	31-05-88	复	CDM - 1.1%
	11.0	20.3	11	23.2	补偿式	V	M001533	…	CDM - 1.5%
	11.0	20.3	6	23.2	惠更斯	V	M001523	…	CDM 0%
	9.0	14.0	11	23.2	凯涅尔	U	Ke 15X	…	CDM + 0.3%
	9.0	14.0	11	23.2	凯涅尔	U	Ke 15XR	…	CDM + 0.3%，调
16	12.0	9.0	13.7	23.2	补偿式	R	9250701	…	CDM - 1.0%
	10.0	10.0	11	23.2	补偿式	Z	46-42-20	平、复	CDM - 1.4%
16.7	11.51	11.0	12.6	12.0	对称型	西光厂		消	CDM + 0.[illegible]%
19.9	12.11	6.6	5	6.8	补偿式	顺昌厂		消	CDM - 1.5%
	12.13	5.6	11.2	12.8	补偿式	顺昌厂		消	CDM - 1.2%

续表

放大率 (1)	线视场 (2)	凸缘象距 (3)	眼点距 (4)	直　径 (5)	型　号 (6)	生产厂 (7)	目录号 (8)	特　性 (9)	注 (10)
20	6.3	9.5	10.7	7.4	对称型	西光厂		消	CDM 0.1%
	12.2	11.3	…	23.2	广角型	AO	157	…	到16.9
	12.0	11.0	11	23.2	广角型	BL	31-05-63	消	CDM 0%
	9.0	14.0	9	23.2	广角型	U	WF20X	…	CDM－0.4%
	8.5	20.3	11	29.1	广角型	V	M044604	体	CDM 0%
	8.5	20.3	11	23.2	补偿式	V	M041602	…	CDM 1.5%
	8.4	11.0	10	23.2	超平面	BL	31-05-50	消、半	CDM－0.7%
	8.0	10.0	8.5	23.2	补偿式	Z	46 43 20	平、复	CDM－1.1%
	6.2	14.0	10	23.2	补偿式	U	K 20X	…	CDM－1.0%
	6.2	14.0	10	23.2	补偿式	U	K 20XR	…	CDM－1.0%，调
20.9	4.0	8.1	13.1	7	补偿式	云光厂	2—02	平、消	CDM－0.5%
25	12.2	10.8	14.4	23.2	广用型	AO	186		
	7.7	9.0	8	23.2	补偿式	R	9250901		
	6.4	7.9	9	23.2	补偿式	BL	31-05-90	复	CDM－1.3%
	6.3	10.0	6.5	23.3	补偿式	Z	46 14 20	平、复	CDM－1.4%
25.5	7.1	6.7	7.4	12.0	对称式	西光厂	168	消	CDM－[illegible]%
增补									
4.11	16.01	38.44	10	23.2	惠更斯	西光厂	4011❷	消	CDM [illegible].7%
5	22.19	6.13	12.7	25	外　平	重光厂	4034	消	CDM－0.3[illegible]%
6.33	20	12.93	11.1	21	惠更斯	重光厂	4009	消	CDM－0.13%
7	17.81	4.45	13.9	21	凯涅尔	青岛厂	4033	消	CDM－[illegible].21%
7.01	19.46	8.79	12.6	25	双　平	重光厂	4032	消	CDM [illegible]%
8.38	25.95	21.80	19	27	对称式	云光厂	4061	消	CDM 0%
9.06	15.83	21.13	24.5	21	对称式	云光厂	4060	消	CDM 0%
9.79	22.73	6.67	6.7	23.2	凯涅尔	厦光厂	4030	消	CDM－[illegible]7%
9.90	14.96	8.55	9.3	23.2	凯涅尔	西光厂	4029	消	CDM 6.7%
9.94	16.34	10.77	9.2	20	惠更斯	华中厂	4008	消	CDM 0.1%
	20.99	8.04	12.6	25	凯涅尔	云光厂	4028	消	CDM－0.42%
9.79	18.76	6.85	11	23.2	凯涅尔	华中厂	4027	消	CDM－0.24%
	18.26	15.3	21	23.2	对称式	福光所	4059	消	CDM 0.18%
9.99	13.64	15.35	20.8	21	补偿式	星火厂	4036	消	CDM 0.35%
10	14.20	11.58	6.25	21	惠更斯	一机联	4007	消	CDM－0.18%
10.01	15.61	18.23	24.9	23.2	对称式	曙光厂	4057	消	CDM－0.12%
10.31	16.23	8.11	13.5	20	凯涅尔	云光厂	4026	消	CDM－0.55%
10.67	17.03	11.89	6	20	惠更斯	新光厂	4006	消	CDM－0.27%
11.26	5.36	14.74	27.6	11	补偿式	云光厂	4016	消	CDM－0.8 %
11.31	10.97	15.01	21.3	25	对称式	云光厂	4056	消	CDM－0.06%
11.40	10.93	19.55	24.2	18	凯涅尔	西光厂	4025	消	CDM－0.4[illegible]%
11.62	15.02	16.63	20.0	20	对称式	云光厂	4055	消	CDM－0.44%
11.75	14.15	15.87	20.0	18	对称式	云光厂	4054	消	CDM 0.1%
12.01	19.41	3.83	7	23.2	凯涅尔	云光厂	4024	消	CDM－0.22%
12.20	10.98	11.29	16.3	23.2	补偿式	新添厂	4015	消	CDM－0.56%
12.40	16.71	15.02	17.5	23.2	对称式	云光厂	4053	消	CDM－0.45%
13.46	13.04	8.93	5	22	惠更斯	福光所	4005	消	CDM－0.3%
13.33	10.05	4.23	7.5	16	冉斯登	云光厂	4004	消	CDM－0.2%
13.71	7.21	15.34	15.2	12	对称式	云光厂	4051	消	CDM－0.03%
14.60	12.39	11.75	8.6	16	对称式	东光厂	4048	消	CDM－0.3[illegible]%
14.72	11.04	12.48	14.0	18	对称式	云光厂	4047	消	CDM－0.6%
14.82	12.95	6.00	7.2	16	凯涅尔	青岛厂	4002	消	CDM－0.57%
15.01	10.82	7.36	3.8	12	惠更斯	………	4003	消	CDM 0.1%
16.05	9.63	8.56	10	18	补偿式	新添厂	4014	消	CDM 0.3%
16.27	12.42	2.80	6.2	16	凯涅尔	云光厂	4021	消	CDM－0.23%

续表

放大率 (1)	线视场 (2)	凸缘象距 (3)	眼点距 (4)	直　径 (5)	型　号 (6)	生产厂 (7)	目录号 (8)	特　性 (9)	注 (10)
16.32	10.37	10.99	13	15	对称式	云光厂	4046	消	CDM－0.39%
16.74	12.99	4.92	7.3	18	凯涅尔	西光厂	4020	消	CDM－0.45%
16.97	7.35	9.09	11	12	对称式	苏一光	4045	消	CDM－0.57%
19.75	12.00	6.15	8.2	16	对称式	曙光厂	4044	消	CDM－0.7%
20.15	12.10	31.83	4.5	20	凯涅尔	西光厂	4019	消	CDM－0.6%
20.72	5.35	9.77	11.3	12	对称式	云光厂	4043	消	CDM　0%
21.16	7.45	7.47	8.6	12	对称式	苏一光	4042	消	CDM－0.32%
25.07	7.72	7.29	8.7	12	对称式	江光厂	4041	消	CDM－0.50%
25.52	7.13	6.70	7.9	12	对称式	西光厂	4040	消	CDM－0.36%
26.29	6.92	5.43	5.6	12	对称式	云光厂	4039	消	CDM－0.2%
28.26	7.88	5.46	6.2	12	对称式	苏一光	4038	消	CDM－0.3%
30.25	8.98	4.24	4.3	12	对称式	东光厂	4037	消	CDM－0.[illegible]1%

❶ 国产目录号 2-01 及 4-01 等型系"光学仪器设计手册"(国防工业出版社，1971，)之顺序编号。具体结构数据详见该书。

❷ 国产目录号四位编号者系"光学仪器物镜目录手册"(兵器工业部标准化研究所。)之系列编号。具体结构数据详见该书。

参考文献

〔1〕国家标准计量局，几何光学常用术语、符号——GB1224—76 国家标准(1976年7月1日颁布)，技术标准出版社(1976)。

〔2〕第一机械工业部部颁标准，显微物镜系列——JB1781—76，技术标准出版社(1976)。

〔3〕第一机械工业部部颁标准，显微目镜系列——JB1782—76，技术标准出版社(1976)。

〔4〕Михель，K.，Основы Теории Микроскопа，ГИТТЛ МОСКВА (1955)。

〔5〕第一机械工业部部颁标准，生物显微镜系列——JB2366—73，技术标准出版社(1979)。

〔6〕第一机械工业部部颁仪器仪表专业标准，显微镜工作台装压簧移动尺的孔的尺寸和位置，中国工业出版社(1962)。

〔7〕第一机械工业部部颁仪器仪表专业标准，显微镜目镜部分连接尺寸——仪(Y)83-62，中国工业出版社(1962)。

〔8〕Driscoll, W.G., Vaughan, W., sponsored by OSA, Handbook of optics, McGraw—Hill Book Co., p.6-1—41 (1978)。

〔9〕第一机械工业部部颁标准，显微实验标本用盖玻片——仪(Y)79-62，中国工业出版社(1962)。

〔10〕第一机械工业部部颁标准，体视显微镜——JB1784-76，技术标准出版社(1976)。

〔11〕光学仪器设计手册(上册)，p.282-290，p.319-326，国防工业出版社(1971)。

第二十章　光学调制器

第一节　引　　言

一百多年前，人们就提出需要一种能够控制光束强度(或振幅)的方法。例如，早期测量光速就需要调制光；这种调制是用旋转齿轮完成的。

现今需要的是在100兆赫或更高频率工作的调制器。对卫星之间的通讯建议在吉赫区域工作。激光给人们提供了一种高强度的单色光源，一旦得到实用的调制器，则这种光源就能够在通讯、显示、数据的阅读和记录等方面有很多用途。

在现代的术语中，齿轮和那些只能遮断光束的器件叫做斩波器，这是调制器的初级形式。在光速测量中，克尔盒已经取代了齿轮；它能提供大两个数量级的调制频率，已成为一种重要的通用调制器。

在1940年的后期，随着对磷酸二氢铵和磷酸二氢钾的理论和实验研究，人们首先感兴趣的是电光调制器。这些调制器基于泡克耳斯效应，而泡克耳斯效应久已为人们所知，只是原有的那些材料中能实际应用的太少了。对材料的研究仍在继续进行着，现在人们对另外一些材料，如铌酸锂、钽酸锂和铌酸钡钠等，也很感兴趣。

对声光调制器也进行了研究。盛有酒精或水的液体盒已被使用，玻璃、熔凝二氧化硅和兰宝石的固体调制器已研制成功。更新的材料，特别是α-碘酸和钼酸铅，也开始发挥作用。

最后，基于法拉第效应和克尔效应的磁光效应，也被人们考虑到了，但是只限于已做出的那些成果。

表20-1综合了比较实用的调制器件的主要参量。

表 20-1　光调制器常用材料一览表[1]

电光材料	半波电压(伏特) (λ=0.633微米)	温度 (°C)	tan δ	透光区 (微米)	光传播方向	电场方向
ADP	7,670	室温	0.006在9.2吉赫	0.25—1.1	45°c	b
KDP	19,000	室温	0.0074在9.2吉赫	0.25—1.1	∥a	c
KD*P	6,940	室温	0.11在9.2吉赫	0.25—1.6	45°a	c
$LiNbO_3$	4,000	25	[illegible]	0.45—4.5	∥c	a
$BaNaNb_5O_{15}$	1,720	30	…………	0.45—4.5	∥b	c
$LiTaO_3$	2,700	室温	0.002在0.1吉赫	0.45—4.5	∥a	c

续表

声光材料	偏振方向❶		品质因数比❸	有效光学波长范围	超声衰减近似值 (分贝/厘米)
	声 波	光 波		(微米)	(500兆赫)
熔凝二氧化硅	纵向	⊥	1.0	0.2—2.5	3
$LiNbO_3$	纵向,[11$\bar{2}$0]	……	4.64	0.5—4.5	<0.05
α—HIO_3	切变,a-b	a-c	11.3	0.5—4.5	2.5
α—HIO_3	纵向,b	a-c	27.6	0.5—4.5	2.5
GaP	纵向,[110]	∥	29.5	0.6—10	<1
α—HIO_3	纵向,a	a c	31.8	0.5—4.5	2.5
α—HIO_3	…………	a-b	53.2	0.5—4.5	2.5
H_2O	纵向	⊥	106	0.2—0.85	—

❶见图 20-3。
❷⊥或∥表示垂直或平行于声波传播方向和光波传播方向所定的平面。
❸对于熔凝二氧化硅的相对值；品质因数的定义见公式（20-25）

第二节 电光调制器

一、定义

电光调制器是利用某些材料中的电感应双折射现象(是物质两端外加电压的响应)——电光效应，使入射的平面偏振光通过这种材料后变成椭圆偏振光的器件。第十章，第三、四两节对电光效应的机理有详细的论述。

二、类型

利用泡克耳斯效应的电光效应可以分为纵向的和横向的。在纵向的调制器中，电场是平行于光的传播方向的；因此需要半透明的或环形电极结构。横向调制器的电场垂直于光传播的方向，因而避免了在光路中放置电极的问题[2,3]。克尔盒是横向类极好的例子。

(一) 纵向调制器

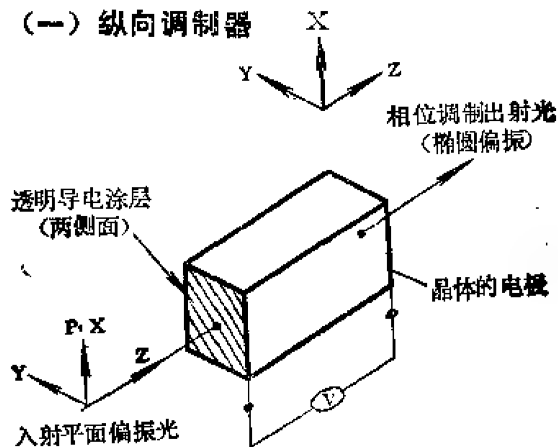


图20-1 纵向 KDP调制器

在纵向调制器中，外加电场平行于晶体的光轴(Z轴)方向(见图20-1)，并使入射的平面偏振光的偏振面或者平行于晶体的 X 轴，或者平行于晶体的 Y 轴。没有外加电压时，寻常光线和非常光线沿光轴的折射率是相等的。加上外加电压后，晶体变成了双折射的，而且一对感应轴和晶轴成 45°。平面偏振光分解成沿感应轴的两个正交偏振分量。非常分量相对于寻常分量产生一个推迟，结果由调制器射出的是椭圆偏振光。

如图 20-1 所示的纵向调制器的推迟 φ 为

$$\phi = \frac{n_0^3 r_{63} V}{\lambda} \tag{20-1}$$

式中　ϕ——推迟的波长数；

n_o——电光材料的寻常折射率；

r_{63}——电光系数；

V——加在材料两端的外加电压；

λ——入射光的波长。

对于$\phi=\frac{1}{2}$所加的电压 V 定义为半波电压 $V_{\lambda/2}$。对给定的波长，纵向调制器的半波电压与晶体的大小无关，但随波长的增加而增加。表20-2列举了一些重要电光材料的半波电压。

表 20-2　纵向调制器的特性(4)

材　　料	电光常数r_{63}❶(微微米/伏特)	典型的半波电压(千伏)(0.546微米)	n_o 近似值
磷酸二氢铵(ADP)	8.5	9.2	1.526
磷酸二氢钾(KDP)	10.5	7.5	1.51
磷酸二氘钾(KD*P)	26.4	2.6—3.4	1.52
砷酸二氢钾(KDA)	10.9	6.4	1.57
磷酸二氢铷(RDP)	11.0	7.3	
砷酸二氢铵(ADA)	5.5	13	1.58

❶这里电光常数是指常应力电光常数，有时表示为r^T。

工作电压和频率范围二者都随调制器的结构而变。一般说来，环形电极结构所许可的带宽为最大，可由直流到 40 兆赫以上。然而，较高频率通常要降低电压使用。典型调制器的电容在 5 到 40 微微法之间。

对于强度-调制光，消光比被定义为由检偏器的出射光所测得的 I_{max}/I_{min} 之比值。在一般情况下，由于吸收、反射和散射损失 I_{max} 小于入射光的强度。最小透射比受下列因素中的一个或几个因素的限制：光束的发散角，剩余晶体双折射，晶体的厚度和不均匀性，电场的稳定性，背景散射光，和起偏器-检偏器的校准。实际上，使用单色的小发散角的激光，可以得到由100：1到>1000：1 的消光比。

（二）横向调制器

横向调制器使用的电场垂直于光的传播方向。图20-2 是用钽酸锂($LiTaO_3$)制造的横向调制器(5)，电场平行于Z轴，光沿Y 轴传播距离为l，入射光的偏振面与Z 轴成45°。这种调制器的半波电压为

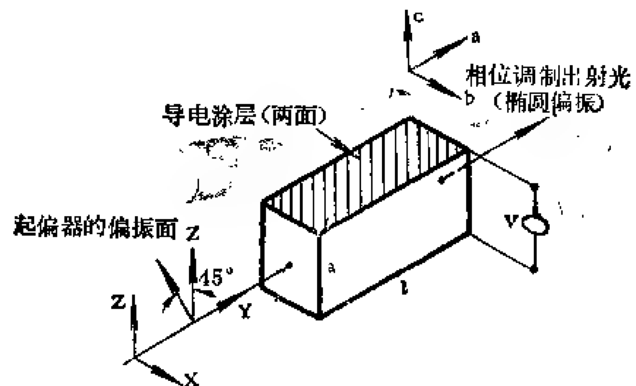


图20-2　横向$LiTaO_3$调制器

$$V_{\lambda/2}=\frac{(El)_{\lambda/2}}{l/a} \qquad (20-2)$$

式中　$(El)_{\lambda/2}$——半波场强-间距积；

a——电极间距。

$(El)_{\lambda/2}$是对一种给定材料的立方体定义的，它随晶体的取向、入射光的波长和温度而变。

对图 20-2 所示的$LiTaO_3$ 调制器，在波长 $\lambda=633$ 毫微米时，$(El)_{\lambda/2}\approx 2,700$ 伏特。在横向调制器中，半波电压随晶体的大小，更确切地说，随晶体长度和电极间距之比 l/a 而变。通常 l/a 制做得很大，以使所需驱动电压为最小。许多商品调制器，l/a 可高达100。一般说来，横向调制器的电容与调制器的长度成正比，因为大多数晶体的截面是正方形，这种形状对于圆截面光束来说是最有效的。除了在光学折射率和微波折射率相匹配的行波构形的调制器结构外，最大频率位于器件电容(也就是长度)的上限。

已经装制成的行波调制器，响应扩展到了 1 吉赫。电容型调制器可能也有一个类似的带宽。一般说来，过渡时间或介质加热影响调制器带宽的上限。大多数情况下，系统的带宽受驱动放大器的限制甚至超过调制器本身。

三、电光材料

数百种固体和液体材料显示出电光效应，只有其中的一少部分适合于实际应用。显示出有希望的新材料时时有所发现。目前最重要的问题是生长较好和较大的晶体。涉及光学质量的两个主要问题是折射率的变化和强激光束对晶体的损伤。折射率的变化是由下列因素中的一个或几个引起的：残余应力、所含杂质、化学计量的变化、生长的缺陷。表 20-3—6 中有一

表 20-3 KDP,KD*P和ADP的特性[6]

特性 \ 材料	KH_2PO_3 (KDP)	KD_2PO_3 (KD*P)	$NH_4H_2PO_4$ (ADP)
电光常数(微微米/伏特)(在 546毫微米)：			
r_{41}^T	8.77	8.8	24.5
r_{41}^S	……	……	……
r_{63}^T	10.5	26.4	8.5
r_{63}^S	9.7	……	5.5
介电常数：			
$\varepsilon_{33}^T/\varepsilon_0$	21	50	15.4
$\varepsilon_{33}^S/\varepsilon_0$	21	48	13.8
$\varepsilon_{11}^T/\varepsilon_0$	42	……	56
$\varepsilon_{11}^S/\varepsilon_0$	42	……	56
损失角正切，应变常数(在9.2千兆赫)：			
$\tan\delta_3$	0.0075	0.11	0.006
$\tan\delta_1$	0.0045	0.025	0.007
居里温度(开尔文)	122	221	148
压电常数(微微米/伏特)：			
d_{14}	+1.3	……	-1.5
d_{36}	+21	58	+48
弹性光学常数：			
p_{66}	-0.068	……	-0.075
p_{44}	……	……	-0.051
最大安全工作温度(°C)	100	100	80

表 20-4　$LiTaO_3$和$LiNbO_3$的特性[7]

特性　　材　料	$LiTaO_3$	$LiNbO_3$
电光常数(微微米/伏特)：		
r_{13}^S	7	8
r_{33}^S	30.3	28
r_{51}^S	20	28
r_{51}^T	……	32
r_{22}^S	1	3.4
r_{22}^T	……	3.3
r_C^S	28	21
r_C^T	22	19
介电常数：		
$\varepsilon_{33}^T/\varepsilon_0$	49	26
$\varepsilon_{33}^S/\varepsilon_0$	43	23
$\varepsilon_{11}^T/\varepsilon_0$	45	80
$\varepsilon_{11}^S/\varepsilon_0$	41	42
损失角正切	0.002(在100兆赫)	见图20-3
居里温度	883开尔文	1210°C
弹性光学常数(微微平方米/牛顿)		
p_{11}	……	0.032
p_{12}	……	0.063
p_{13}	……	0.069
p_{33}	……	0.061
p_{31}	……	0.153
p_{41}	……	0.136

压电常数	(微微米/伏特)	应力(库仑/米²)	应变(微微库仑/牛顿)
d_{15}	26	…	68
d_{22}	6.4	…	21
d_{31}	…	…	1.0
d_{33}	19.8	…	6.1
e_{15}	…	3.7	…
e_{22}	…	2.5	…
e_{31}	…	0.2	…
e_{33}	…	1.3	…

表 20-5　GaAs 和 CuCl 的特性[7]

特性　　材　料	GaAs	CuCl
电光常数(微微米/伏特)	$r_{41}=1.0$ ($\lambda=1$微米)	$r_{41}^S=4.3$ $r_{41}^T=6.1$
介电常数	11—12	7.5
损失角正切	<0.0005	0.001
半波电压(单位纵横比)	13.3千伏($\lambda=1$微米)	

表 20-6　$Ba_2NaNb_5O_{15}$的特性[8]

电光常数(微微米/伏特) (λ = 633毫微米)	$n_3^3 r_{33} = 620$	$n_1^3 r_{13} = 230$	$n_2^3 r_{23} = 170$
介电常数(30°C)	$\varepsilon_x = 246$	$\varepsilon_y = 242$	$\varepsilon_z = 51$
折射率(透明范围0.45—5微米)	532毫微米	633毫微米	1060毫微米
n_x	2.373	2.326	2.263
n_y	2.370	2.324	2.261
n_z	2.256	2.221	2.175
居里温度，°C		560	
半波电压	电场 ‖ z	光 ‖ x	1.57千伏
(单位纵横比，λ = 633毫微米)	电场 ‖ z	光 ‖ y	1.72千伏

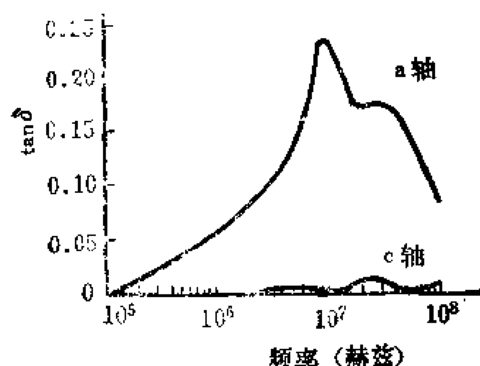


图20-3　$LiNbO_3$的损失角正切在25℃时随频率的变化

些旧的可靠材料和少数具有商品价值的最新材料。图20-3给出了 $LiNbO_3$ 的损失角正切随频率的变化。本文最感兴趣的材料是ADP，KDP，KD*P，KTP，$LiNbO_3$，$LiTaO_3$，$Ba_2NaNb_5O_{15}$，$Sr_xBa_{1-x}Nb_2O_6$，CuCl，六亚甲基四胺和硒。可从文献〔9〕中找到这些材料的参考文献索引。

（一）光学透射比

图20-4—6 给出了由可见到近红外光谱区七种晶体的透射比曲线。所有这些透射比曲线

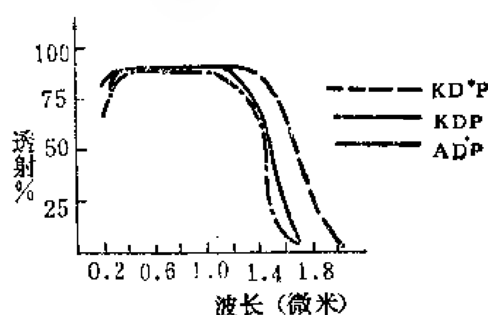


图20-4　KD*P，KDP和ADP的透射比

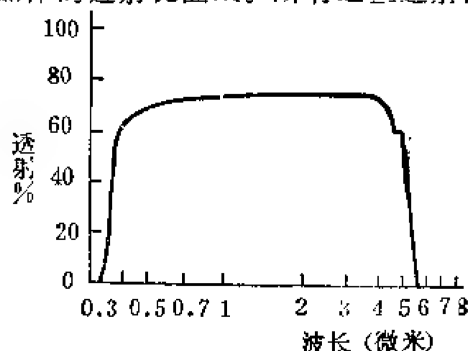


图20-5　$LiNbO_3$的透射比曲线

都包含了非涅耳反射损失以及吸收和散射损失。在大多数情况下，利用减反射膜能够把非涅耳反射损失降低到百分之一或更低(与光学带宽有关)，特别是对高折射率材料，改善透射比有特别重要的意义。光通过具有两个折射率不连续的平面媒质时，非涅耳损失的大小可由下式确定

$$R = \left(\frac{n-1}{n+1}\right)^2 \qquad (20-3)$$

式中　　R——反射比；

n——折射率。

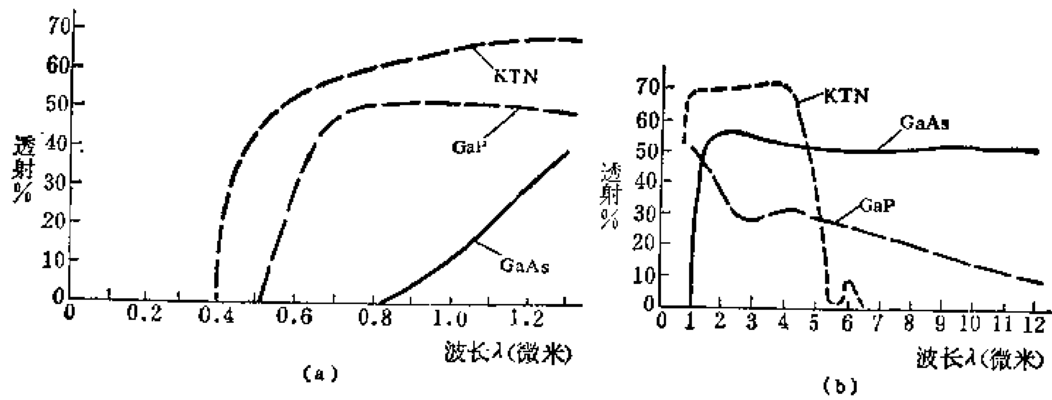


图20-6　砷化镓(GaAs)、磷化镓(GaP)和钽铌酸钾(KTN)的透射比

在历史上，磷酸二氢铵（ADP）和磷酸二氢钾（KDP）是最早生长出来的光学质量良好的材料。铌酸锂是一种新材料，第一个具有优良光学性质的商品是在1968年提供的。钽铌酸钾（KTN）还没有光学性能良好的大块样品。铌酸钡钠是新合成的材料，第一个没有纹理的商品是在1969年提供的。它在波长0.45—5微米之间是透明的。

表 20-7　KDP 和 ADP的折射率[10]

波长　(微米)	KDP		ADP	
	n_o	n_e	n_o	n_e
0.200	1.621	1.563	1.648	1.587
0.300	1.545	1.498	1.563	1.512
0.400	1.524	1.480	1.540	1.492
0.500	1.514	1.472	1.530	1.483
0.600	1.509	1.468	1.524	1.478
0.700	1.505	1.465	1.519	1.475
0.800	1.502	1.463	1.515	1.473
0.900	1.499	1.462	1.512	1.471
1.000	1.496	1.461	1.509	1.469
1.100	1.493	1.459	1.505	1.467
1.200	1.490	1.458	1.502	1.466
1.300	1.487	1.457	1.498	1.464
1.400	1.483	1.456	1.495	1.463
1.500	1.480	1.455	1.491	1.461
1.600	1.476	1.154	1.486	1.459
1.700	1.472	1.453	1.482	1.457
1.800	1.468	1.452	1.478	1.456
1.900	1.464	1.451	1.473	1.454
2.000	1.460	1.450	1.468	1.452

(二) 光学损伤

当受到足够强的光束或激光光束的作用时，有些材料的折射率变得不均匀，这种现象叫

做光学损伤。光学损伤除了与暴露时间有关外，与功率密度和辐射波长也有关。例如，$LiNbO_3$已经成功地用在1.06微米激光Q开关中而无光学损伤。然而，在室温下可见区内每平方毫米几毫瓦的功率就足以引起损伤。把$LiNbO_3$加热到160℃能消除损伤，并能防止进一步损伤。其他合成物(ADP，KDP，KD*P，CaAs)不显示这种损伤现象。

(三) 折射率

一些电光材料的折射率列入表20-7—9中。

表 20-8　KD*P,KDA和ADA的折射率[11]

波　长 (埃)	KD*P		KDA		ADA	
	n_o	n_e	n_o	n_e	n_o	n_e
6563	……	……	1.563	1.514	1.572	1.518
5893	……	……	1.567	1.518	1.576	1.522
5461	1.508	1.468	……	……	……	……
4861	……	……	1.576	1.525	1.586	1.530
4078	1.518	1.477	……	……	……	……

表 20-9　$LiNbO_3$和$LiTaO_3$的折射率

波长 (微米)	$LiNbO_3$		$LiTaO_3$	
	n_o	n_e	n_o	n_e
4.00	2.1155	2.0553	2.0335	2.0377
2.00	2.1974	2.1250	2.1066	2.1115
1.00	2.2370	2.1567	2.1391	2.1432
0.80	2.2571	2.1745	2.1538	2.1578
0.70	2.2716	2.1874	2.1652	2.1696
0.60	2.2967	2.2082	2.1834	2.1878
0.50	2.3410	2.2457	2.2160	2.2205
0.45	2.3780	2.2772	2.2420	2.2468

四、电光调制器的一般特性

(一) 透射特性

通过如图20-2所示的调制器的激光强度为

$$\frac{I}{I_{max}}=\sin^2\frac{\phi_v+\phi_t+\phi_c}{2} \tag{20-4}$$

式中　I——透射强度；

I_{max}——最大透射强度；

ϕ_v——电压感应相位推迟；

ϕ_t——温度感应相位推迟；

ϕ_c——固有双折射相位推迟。

对于恒温系统或者双折射不依赖于温度的调制器，ϕ_t 等于零。这时透射强度变成

$$\frac{I}{I_{max}}=\sin^2\frac{\phi_v+\phi_c}{2} \tag{20-5}$$

有些调制器利用成对晶体来消除固有双折射。如果这种消除是完全的，则相位推迟只与电压有关，而对于线性电光效应，相位推迟可表示为

$$\phi_v=\pi\frac{V}{V_{\lambda/2}} \tag{20-6}$$

或

$$\frac{I}{I_{max}}=\sin^2\left(\frac{\pi}{2}\frac{V}{V_{\lambda/2}}\right) \tag{20-7}$$

如果调制器在两个平行起偏器之间工作，则透射为

$$\frac{I}{I_{max}}=\cos^2\left(\frac{\pi}{2}\frac{V}{V_{\lambda/2}}\right) \tag{20-8}$$

在没有外加交流信号电压的情况下，通过调制器的透射强度可以调整，使调制器工作在一个偏置点上。在这种情况下，上述公式变成

$$\frac{I}{I_{max}}=\sin^2\frac{\phi_v+\phi_b}{2} \tag{20-9}$$

式中　ϕ_b——偏置相位推迟。

在应用中，偏置点往往定在最小透射点或百分之五十的透射点。不过，偏置定在正弦平方曲线上的任何一点都是可能的。偏置控制器可以是一个直流电势，也可以是一个光学相移元件。直流电势法通常是最简单的，但是它要影响带宽极限。光学相移元件允许电的带宽扩展到直流。然而，若不精密地控制，则一般要引进附加的光学容限，它限制了调制器的消光性能。光学相移与双折射有关，而且光学相移为

$$\phi=\frac{2\pi}{\lambda}(n_0-n_e)l \tag{20-10}$$

式中　n_0——寻常折射率；

n_e——非常折射率。

在塞拿蒙组合中，有效的光学偏置装置是四分之一波片$\left(\phi=\frac{\pi}{2}\right)$。在塞拿蒙补偿法中，由调制器产生的各种椭圆率转变成为各种方位角的平面偏振光。

偏置可用来补偿或控制固有双折射或依赖于温度的双折射。在与温度有关的双折射控制中，从输出光强中取样，产生反馈信号，以改正漂移。因为漂移随着比较长的热时间常数而变，所以取样的频率可以很低。

（二）压电效应

所有显示线性电光效应（泡克耳斯效应）的晶体也是压电晶体。施加电场，一般会在这类晶体中产生应变，从而改变主折射率。于是，在“真正的”电光效应上迭加了一个附加的相移。一般的关系式是

$$r^T_{\alpha k}=r^s_{\alpha k}+p_{\alpha\beta}d_{k\beta} \tag{20-11}$$

上式只对直流场的情况是严格正确的。式中 α, β 和 k 是光折射率椭球的下标，α, β 的值取 1 至 6；i, j, k 的值取 1 至 3 。$p_{\alpha\beta}d_{k\beta}$ 项表示应变对常应力电光系数 $r^T_{\alpha k}$ 的贡献（二次电光效应）。$p_{\alpha\beta}$ 表示弹性光学系数，而 $d_{k\beta}$ 是压电系数。在高频下，电光系数低于常应变值

r^t_{ak}。在基波共振的奇数倍可能产生附加共振。

感应双折射 ΔB 为

$$\Delta B_a = r^T_{ak} E_k \tag{20-12}$$

式中 E_k——施加电场。

由公式(20-11)和(20-12)可以看出，如果$p_{a\beta}d_{k\beta}/r^T_{ak} \ll 1$，则应变感应双折射为最小。用相应常数的文献值计算应变双折射。对 ADP 计算的 $p_{44}d_{14}/r^T_{41}$ 是 0.0031，对 ADP 电光系数 r_{63}，计算的 $p_{66}d_{36}/r^T_{63}$ 是 0.43，比两个数量级还高些。对于 AD*P，$p_{66}d_{36}/r^T_{63}$ 的计算值是 0.16。由这些值可以看出，对 r^T_{41} ADP 具有很低的二次电光效应。于是，一个 r^T_{41} ADP 调制器的响应可能平到 0.05 分贝以内。

（三）品质因数

运转调制器所需要的电功率与 CV^2 成正比。实用中，损失系数 $tan\delta$的影响可以忽略时，品质因数用 $\varepsilon(El)^2_{\lambda/2}$ 来定义。在损失系数热效应产生相当大的温度梯度的晶体中，品质因数由 $\varepsilon(El)^2_{\lambda/2}\tan\delta$ 来决定。表20-10 给出了 ADP 和 AD*P 的品质因数。虽然 AD*P 需要较小的电驱动功率，但它消耗在晶体中的电功率 13 倍于 ADP。因此，在损失系数热效应占优势的场合，这两种材料中 ADP 更合适些。

表 20-10 两种电光材料品质因数的比较[12]

材　　料	$\varepsilon(El)^2_{\lambda/2}$	$\varepsilon(El)^2_{\lambda/2}$ tan δ
ADP	$3,250\times10^6$	19.5×10^6
KD*P	$2,420\times10^6$	266×10^6

（四）目前通用的调制器

表 20-11 中列出了目前通用的电光调制器的有关参数。许多通用调制器具有四晶体结构，如图 20-7 所示。用成对的晶体补偿双折射，用旋转了 90° 的两对晶体减少温度双折射效应。

表 20-11 目前通用的调制器的参数[13]

类　　型	电容　(微微法)	半波电压	带　　宽	引入损耗(%)
泡克尔斯，纵向				
KDP或KD*P	35—50	3.3—7.5千伏	0—18千赫	20
	15—35	9—11.2千伏	0—3兆赫	15
KDP、KD*P 或 ADP	25—35	4.4—14.5千伏	0—2兆赫	40
横向，ADP	75—175	85—390伏特 (在633毫微米)	0—50兆赫	5
$LiNbO_3$	5—15	70伏特	0—20兆赫	5

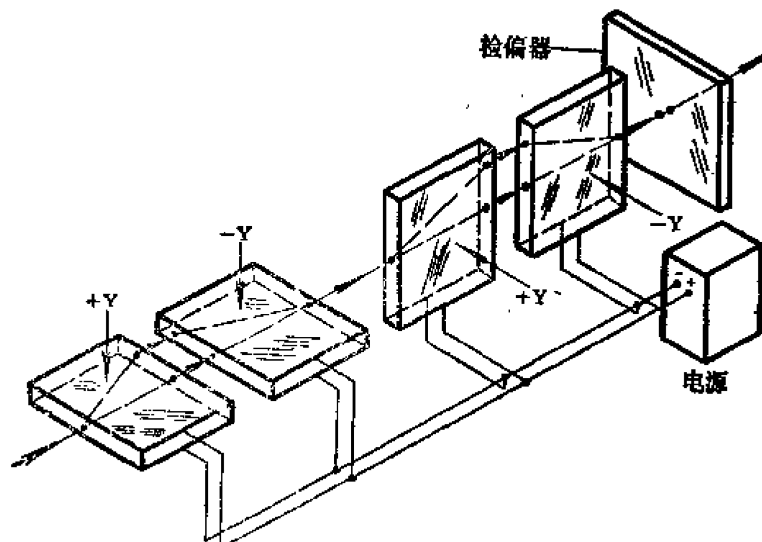


图 20-7　典型的电光调制器结构

五、克尔盒

克尔盒取决于克尔电光效应（在多种固体和液体中由电场感应的二次效应）。光的传播方向垂直于电场方向，由感应双折射引起的光学相位差是

$$\phi=\frac{2\pi}{\lambda}(n_e-n_o)l \tag{20-13}$$

式中　l——沿光传播方向的几何路程长度。光学相位差和场强之间的关系是

$$\phi=2\pi KE^2l \tag{20-14}$$

式中　K——克尔常数。

克尔常数可正可负，是波长和温度的函数。表20-12中列出了十二种液体的克尔常数和其他

表 20-12　十二种具有大克尔常数液体的特性[14]

液体	分子式	克尔常数 K（静电单位×10^6）（在 538 毫微米）	静态介电常数	分子弛豫时间（微微秒）	直流电阻率（欧姆-厘米）	截止短波长（毫微米）	几何尺寸不变时比值❶ V_2/V_1	C_2/C_1	E_2/E_1
氰乙酸乙酯	$NCH_2COOC_2H_5$	4.4	28.2	54.0	1.40×10^6	310	2.74	0.78	5.8
邻二氯苯	$C_6H_4Cl_2$	4.5	10.4	21.5	2.6×10^9	290	2.68	0.35	2.1
硝基苯	$C_6H_5NO_2$	33.0	36.0	42.2	5.5×10^7	420	1.00	1.00	1.00
苯甲醛	C_6H_5CHO	7.5	18.9	25.8	4.1×10^6	380	2.10	0.53	2.3
间硝基甲苯	$NO_2C_6H_4CH_3$	17.8	28.0	58.1	2.2×10^7	440	1.37	0.78	1.5
苯乙酮	$CH_3COC_6H_5$	6.1	18.0	45.4	3.2×10^6	380	2.32	0.50	2.7
乙腈	CH_3CN	4.7	38.11	12.1	1.4×10^6	215	2.65	1.06	7.6
丙烯腈	CH_2CHCN	7.8	32.5	12.0	4.9×10^5	300	2.05	0.90	3.8
丙腈	CH_3CH_2CN	3.5	29.4	25.4(?)	3.5×10^5(?)	250	3.07	0.82	7.7
α,α,α-三氟甲苯	$C_6H_5CF_3$	2.3	9.77	14.5	1.1×10^9	290	3.80	0.27	3.9
苯基腈	C_6H_5CN	12.1	26.3	36.4	3.0×10^6	310	1.64	0.73	2.0
苯基乙腈	$C_6H_5CH_2CN$	2.6	19.5	36.4	3.0×10^6	310	3.58	0.54	3.9

❶下标 1 指硝基苯，下标 2 指其它液体。

数据。在其他波长的克尔常数值可由下式计算

$$\frac{K(\lambda_2)}{K(\lambda_1)}=\frac{\lambda_1}{\lambda_2} \tag{20-15}$$

利用 $E=V/d$ 和 $\phi=\pi$，由公式（20-14）定义克尔盒的半波电压

$$V_{\lambda/2}=\frac{d}{\sqrt{2Kl}} \tag{20-16}$$

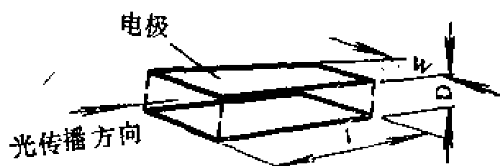


图 20-8 平行板克尔盒的外形图

图 20-8 是平行板克尔盒的外形图。表20-13给出了几种液体的两种特殊尺寸克尔盒所需电压。

表 20-13 两种特殊形式下克尔盒所需电压[14]

克尔盒的液体	尺 寸❶	四分之一波和半波电压(千伏)					
		5,500埃		7,000 埃		10,600埃	
		$V_{\lambda/2}$	$V_{\lambda/4}$	$V_{\lambda/2}$	$V_{\lambda/4}$	$V_{\lambda/2}$	$V_{\lambda/4}$
硝基苯	a	48.9	37.3	55	42	67.6	51.7
	b	6.2	4.5	7	5	8.6	6.2
邻二氯苯	a	120.2	98.8	135	111	166.1	136.5
	b	16.5	12.0	18.5	13.3	22.8	[illegible]
丙烯腈	a	97.9	74.8	110	84	135.3	103.3
	b	12.5	8.9	14	10	17.2	12.3
苯基腈	a	79.2	60.5	89	68	109.5	83.6
	b	10.3	7.1	11.5	8	14.2	9.8
乙腈	a	128.0	99.7	133	112	167.2	137.8
	b	16.0	12.0	18.5	13.3	22.8	16.3

❶a＝3.175 厘米×5.08 厘米； b＝0.305 厘米×0.635 厘米.

两个正交偏振器之间克尔盒的透射为

$$\frac{I}{I_0}=\sin^2\left[\frac{\pi}{2}\left(\frac{V}{V_{\lambda/2}}\right)^2\right] \tag{20-17}$$

偏振面与电场成 45°。因为克尔物质没有固有双折射，所以在公式（20-17）中没有附加项。当需用的是调制光而不是光闸时，则克尔盒通常用直流电场偏置在百分之五十的透射点上。这样，所利用的是透射特性最好的线性部分。恰好在半波电压使用时，三次谐波的强度是基波的百分之十二。要使三次谐波小于基波的百分一，则使用电压不能超过半波电压的百分之三十。利用二硫化碳在行波结构的克尔盒中，已完成频率高达 2 吉赫的调制。

第三节 声光调制器

一、概述

调制光的声光器件的原理是以光被声波散射为基础的。确切地说，当光通过透明媒质并且与在同一媒质中传播的高频声场垂直时，则会观察到折射和衍射效应。光束和声束之间的相互作用，能导致光束的偏转以及偏振、相位、频率或光能振幅的调制。

超声波的频率范围，由人耳能听到的上限(约 10^5 秒$^{-1}$)到 10^9 秒$^{-1}$ 数量级。当然，在媒质中实际的波长与波在其中传播的速度有关。

光被声波的散射叫布里渊散射[15]。在液体中，垂直入射到声衍射光栅上的光，衍射成一系列的衍射级，叫做德拜-席尔斯效应[16]（因为他们在苯、四氯化碳、甘油和甲苯等各种液体中证实了声的衍射）。在固体媒质中同样的效应叫喇曼-纳思效应[17,18]。除非容器很短，否则这些效应在高声频下看不见。然而，如果所设计的调制器，能使光束有足够长的相互作用路程，而且光束的入射角可由垂直方向向声束方向移动，则当全部入射光被衍射时，就是布喇格角衍射。最后，当光束线度比声波波长小，而且整个光束在由声振幅决定的角度范围内偏移时，要发生超声折射。

近几年由于激光的发现而给这个领域以促进作用。超声技术在 1962 年首先被用来调制红宝石激光器的输出。其他方面的工作很快也跟上来了。

声光器件已经在多种实验系统中用来调制光，声光偏转和调制器件的基本原理已在一些评论文章中描述过[19—21]。使用声光器件需要设计和制做有效的宽带换能器，这一点可能要带来新的问题。

二、德拜-席尔斯调制器和喇曼-纳思调制器

考虑一个波长为 λ 角频率为 ω 的平面光波，垂直入射到长度为 d 折射率为 n_0 的矩形媒质上。一个波长为 Λ 角频率为 ω_s 的平面压缩波垂直于入射的平面光波传播。这种压缩波在媒质内部引起折射率的周期性变化，两相邻最大密度平面之间的距离为 Λ（见图20-9）。压缩波以远远小于光速的速度 v 运动，因此对于一级近似，折射率的变化是固定不变的。总的效果就是平面光波垂直入射到固定的相位光栅上。因此，假设可以把媒质中的折射率的变化写成

$$n_0+\Delta n\sin\frac{2\pi}{\Lambda}x \qquad (20\text{-}18)$$

式中　x——位置坐标。

实际上折射率随时间的变化是不应忽略的，所以有

$$n_0+\Delta n\cos\left(\omega_s t-\frac{2\pi}{\Lambda}x\right) \qquad (20\text{-}19)$$

光栅引起各级衍射，零级和一级之间的夹角 ϕ 由下式给出

$$\sin\phi=\pm\frac{\lambda}{\Lambda} \qquad (20\text{-}20)$$

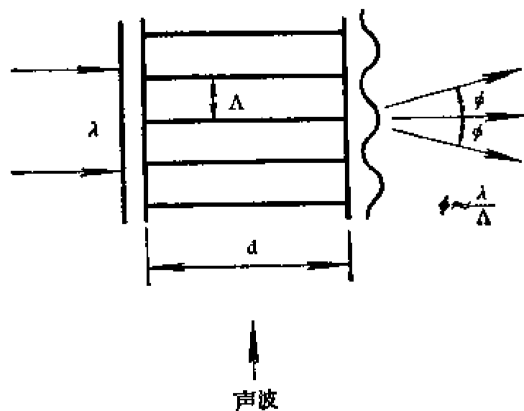


图 20-9　超声衍射光

实际情况和理想情况不同，在理想情况下各衍射级的位置由下式给出

$$\sin\phi=\frac{N\lambda}{\Lambda} \qquad N=0,\ \pm1,\ \pm2,\ \pm3\cdots \qquad (20\text{-}21)$$

所以对给定的波长 λ，级间的角距离随 Λ 的增加而减小，因此如果 Λ 足够大，则各级将紧靠在一起而不可分辨。这就是为什么用可见光照射普通声波时观察不到衍射效应的原因。威拉德[22]曾指出，发生德拜-席尔斯和喇曼-纳思衍射的条件为

$$D^2\Lambda^2(\Delta n)^2 \leqslant \frac{n}{16} \qquad (20\text{-}22)$$

式中 D——光束的宽度。

喇曼和纳思[17,18]导出了各衍射级的强度近似关系式。第 N 级的强度 I_N 为

$$I_N = J_N^2[\psi_m(x)] \qquad (20\text{-}23)$$

其中 J_N 是第 N 阶贝塞尔函数，而 $\psi_m(x)$ 由下式给出

$$\psi_m(x) = \frac{2\pi}{\lambda} d\,\bar{n}(x) \qquad (20\text{-}24)$$

其中 $\bar{n}(x)$ 是前进的单色平面超声波产生的光学折射率最大增量的变化，而d 是媒质的厚度。在各级中也存在光的多普勒频移，这是德拜等人[23]首先发现的。这些频移可以方便地用光拍技术证实[24]。

在液体中，只靠压缩波就能有效地获得超声波的传播，因为理想液体不能支持切变。然而在固态媒质中，这种过程更复杂些，切变波和压缩波都可能存在。此外，因为存在应力双折射，所以必须考虑偏振。因此在固体光调制器中，确定折射率椭圆的形状和方位是很重要的，折射率椭圆是声波产生的空间应变分布的函数。

声光器件的品质因数，文献中已经提出来了，它决定于光学折射率 n，光弹性张量 p 的适当分量，物质密度 ρ 和声的相速度 v。

最初使用的品质因数定义为[25, 26]

$$F_1 = \frac{n^6p^2}{\rho v^3} \qquad (20\text{-}25)$$

这个参量表征入射光功率被给定功率和横截面大小的声束所散射的分数。然而如戈登[19]所指出的，它没有考虑到造成散射的声频范围或带宽。这里应指出，p，v 和 ρ 不显示由一种材料到另一种材料过渡的变化。因此，人们寻求具有好的光学质量和声学质量以及大折射率的材料。不管怎样，光学质量和声学质量没有包含在任何品质因数的变量中。

考虑到这些问题，戈登提出了一个新的品质因数[19]

$$F_2 = \frac{n^7p^2}{\rho v} \qquad (20\text{-}26)$$

不过，当带宽无关紧要时，F_1 仍是恰当的。

对纵波来说，铌酸锂的这个新品质因数比熔凝石英好 11 倍。对于光在自由空间的波长 λ_0 也有很大的关系，因为 n 和 p 随 λ_0 倾向于增加，而且对 ZnO 和 CdS 来说，p 在带隙附近发生很大的变化[27]。表 20-14 中列出了一些材料的品质因数。

三、布喇格角调制器

这类调制器是这样设计的，以便在声和入射光之间有一个长的相互作用路程，入射光可由法线位置变动。图 20-10 是这类调制器的示意图，图中衍射光束是负一级。入射角的必要条件为

$$\sin\theta = \frac{1}{2} \cdot \frac{\lambda}{n\Lambda} \qquad (20\text{-}27)$$

根据威拉德[22]和汉斯、帕克斯[30]的著文，用波前上交叉点的超声波长数定义的波前截距参数 N 为

表 20-14　声光器件的品质因数[28,29]

材　料	λ (微米)	n	偏振和方向❶ 声波	偏振和方向❶ 光波	品质因数❷ $F_1\times10^{-18}$	品质因数❷ $F_2\times10^{-7}$
熔凝石英	0.63	1.46	L	⊥	1.51	7.83
			T	∥或⊥	0.467	0.963
GaP	0.63	3.31	L, [110]		44.6	590
			T, [110]	∥或⊥, [010]	24.1	137
GaAs	1.15	3.37	L, [110]		104	925
			T, [100]	∥或⊥, [010]	46.3	155
TiO_2	0.63	2.58	L, [11$\bar{2}$0]	⊥, [001]	3.93	62.5
$LiNbO_3$	0.63	2.20	L, [11$\bar{2}$0]	…………	6.99	66.5
YAG	0.63	1.83	L, [100]	∥	0.012	0.16
			L, [110]	⊥	0.073	0.98
YIG	1.15	2.22	L, [100]	⊥	0.33	3.94
$LiTaO_3$	0.63	2.18	L [001]	∥	1.37	11.4
As_2S_3	0.63	2.61	L	⊥	433	762
	1.15	2.46	L		347	619
SF—4	0.63	1.616	L	⊥	4.51	1.83
β—ZnS	0.63	2.35	L, [110]	∥, [001]	3.41	24.3
			T, [110]	∥或⊥, [001]	0.57	10.6
α—Al_2O_3	0.63	1.76	L, [001]	∥, [11$\bar{2}$0]	0.34	7.32
CdS	0.63	2.44	L, [11$\bar{2}$0]	∥	12.1	51.8
ADP	0.63	1.58	L, [100]	∥, [010]	2.78	16.0
			T, [100]	∥或⊥, [001]	6.43	3.34
KDP	0.63	1.51	L, [100]	∥, [010]	1.91	8.72
			T, [100]	∥或⊥, [001]	3.83	1.57
H_2O	0.63	1.33	L	…………	160	43.6
Te	10.6	4.8	L, [11$\bar{2}$0]	∥, [0001]	4,400	10,200
α—HIO_3	0.63	…	L—a	a—c	48.2	
				b—c	20.8	
				c—a	46.0	
			L—b	a—c	41.6	
				b—c	58.9	
				c—a	32.8	
			L—c	a—b	83.5	
				b—a	77.5	
				c—a	63.0	
			切变a—b	a—c	17.1	

❶ L 表示纵向；T 表示横向。∥和⊥见表 20-1 注❷。

❷ F_1 见公式（20-25），单位（秒³/克）；F_2 见公式（20-26），单位（厘米²·秒/克）。

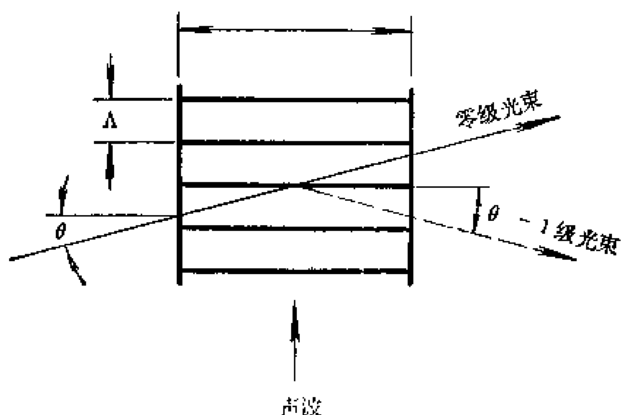


图 20-10 布喇格角超声衍射光

$$N=\frac{d}{\Lambda}\tan\theta \qquad (20\text{-}28)$$

由于 $\lambda/\Lambda\ll 1.0\tan\theta$，$\sin\theta\approx\theta$，所以

$$N\approx\frac{1}{2}\frac{\lambda d}{n\Lambda^2} \qquad (20\text{-}29)$$

在 $N\to\infty$ 的极限情况下，零级和负一级光束的强度，有一简单的公式

$$I_0=\cos^2\frac{\psi(x)}{2} \qquad I_{-1}=\sin^2\frac{\psi(x)}{2} \qquad (20\text{-}30)$$

其中 $\psi(x)$ 由公式（20-24）确定。N 的有限值的影响是，使理论值 1 成为 I_0 和 I_{-1} 的最大值。因此，规定一个条件，使得强度大于 0.95，对这些参量的要求可表示为

$$\frac{\lambda f_0^2 d}{n v^2}\geqslant 2 \qquad (20\text{-}31)$$

式中 $v/f_0=\Lambda$。

对于光波 $\lambda=6.328\times10^{-5}$ 厘米和把水作为超声媒质（$n=1.33$，$v=1.5\times10^3$ 厘米/秒）的情况

$$df_0^2\geqslant 950$$

f_0 的单位是兆赫。因而对于最小的 f_0，d 应当尽可能的大。

布喇格角调制器的优点是它需要较小的声功率，而且所有的衍射光出现在同一级中。

四、实用的声光调制器

表 20-14 中列出的许多材料已经用来制造为研究目的用的实验室调制器。最感兴趣的较新固体材料是 α-碘酸和钼酸铅。目前商业上的声光调制器是用熔凝二氧化硅制成的。

第四节 磁光调制器

一、法拉第效应

在磁场中，有很多物质成为旋光物质。法拉第发现，当光平行于磁场方向通过玻璃片，平面偏振光的偏振面要旋转一个角度 θ。后来在固体、液体和气体中也观察到了这种效应。旋转角 θ 的大小为

$$\theta=VHl \qquad (20\text{-}32)$$

式中 V——费尔德常数；

H——磁场强度；

l——厚度。

费尔德常数定义为每单位路程每单位场强的旋转角。在一般情况下，费尔德常数的符号对于抗磁物质是正的，对于顺磁物质是负的。

偏振面的旋转方向和环绕线圈中的电流方向一致。因此，当光线反向通过时，旋转方向

并不因此而改变。所以，光在物质中前后反射时，旋转角成倍地增加。但在天然旋光晶体中，逆光路就要抵消旋光。

表 20－15 给出了一些物质的费尔德常数。

表 20-15 一些常用物质的费尔德常数[31]

物　　质	T (°C)	V(对 5893 埃)，(弧分/奥斯特·厘米)
水	20	0.0131
磷酸盐冕玻璃	18	0.0161
轻火石玻璃	18	0.0317
二硫化碳	20	0.0423
磷	33	0.1326
石英(垂直于光轴)	20	0.0166

玻璃中的法拉第效应在激光系统中已经用作光频隔离器，这种隔离器只让某一个方向上偏振的光通过。光学隔离器要求偏振面旋转 45°，这一般需要 5000 高斯的磁场，和[illegible]个厘米厚的玻璃。表 20-16 中给出了一些玻璃对不同波长的费尔德常数。所有的费尔德常数都随波长的减短而增加。

表 20-16 法拉第旋光玻璃的费尔德常数[32]

玻　　璃	λ (微米)	T (开尔文)	V (弧分/奥斯特·厘米)	有效波长范围(微米)
萧脱SFS—6(Pb—Si)	0.700	300	0.071	1.45—2.0
	1.000	300	0.032	
萧脱SF—6(Pb—Si)	0.632	300	0.053	0.45—2.0
AO As—S	1.100	300	0.065	0.9—8
$TeO_2$20%，PbO80%	0.7	300	0.128	
C_e^{3+}-P	0.5	300	－0.326	0.4—2.0
		24	－2.57	
	0.7	300	－0.132	
P_r^{3+}-P	0.7	300	－0.123	0.65—0.85
Tb^{3+}-P	0.7	300	－0.150	0.5—1.4
P_r^{3+}-B	0.67	300	－0.243	0.65—0.85
P_r^{3+}-Al-Si	0.7	300	－0.198	0.65—0.85
		196	－0.655	
Tb^{3+}-Al-Si	0.7	300	－0.216	0.5—1.4
		196	－0.800	
Dy^{3+}-Al-Si	0.6	300	－0.272	0.5—0.67
		196	－1.03	

计算机超大存储器中应用法拉第效应的可能性也研究过。铋化锰(MnBi)薄膜(200—300 埃)已用作法拉第元件。钆铁石榴石薄膜也用的很成功：在 4—5 千奥斯特磁场中，旋转 7×10^5 度/厘米；存储密度至少可达到 10^6 比特/厘米^2，读出速率约能达到 10^8 比特/秒。

二、磁光克尔效应

克尔磁光效应的特性，用平面偏振光从抛光的电磁极上反射时偏振态的变化来表征，反射后变为椭圆偏振光。入射光的电矢量或者平行或者垂直于入射面时，磁光克尔效应最容易观察。这种效应会消除平面偏振光从金属上反射时所发生的普通的椭圆偏振效应。

三、其他效应

通过物体的光波垂直于磁场方向传播时产生感应双折射，在天然晶体中垂直于光轴传播时也观察到了类似的现象。光波被分解为折射率为 n_1 和 n_2 的两个互相垂直的平面偏振分量（平行于磁场和垂直于磁场）。对几何长度为 l 的物体，光学相位差为

$$\phi = \frac{2\pi}{\lambda}(n_1 - n_2)l \tag{20-33}$$

ϕ 的大小和磁场强度的平方成正比。规律为

$$\phi = 2\pi CB^2 l \tag{20-34}$$

式中 C 是与波长和温度有关的因子。透明液体在20℃和589毫微米时，C的典型数量级为10^{-12}（高斯^2·厘米$)^{-1}$，可能是正的，也可能是负的。这种效应称为科登—穆顿效应。在气体的共振频率附近观察到的一种特殊情况叫佛赫特效应。

塞曼效应是磁场对辐射源的影响。对这个效应的最初描述是，当存在磁场时光谱线增宽。已经证明，垂直于磁场观察时，光谱线分裂成三条平面偏振分量。顺着磁场观察时，则出现两条园偏振分量。第九章第九节对塞曼效应作了较为详细的解释。

第五节 半导体二极管激光器的调制

半导体二极管激光器由通过其中的电流泵浦；因此直接调制泵浦电流可实现对输出的调制。这是半导体二极管激光器非常有利的特性。此外，半导体二极管激光器的光学寿命短，可发生高的调制频率。例如，低于阈值工作时，20兆赫的调制频率已有报导。在阈值之上，光学延迟线非常短，在9吉赫时，已报导获得25%的调制度。调制二极管激光器在应用中出现的问题是信号失真。在接近阈值时，激光输出是泵浦电流的非线性函数，并且电流是电压的非线性函数。当二极管激光器在伏-安特性的直线区域工作时，电阻负载小于1欧姆。因此，它要求用低阻抗电源和传输线。

电流通过二极管产生的结间热，会影响它的性能。故在调制时，激光器光谱的频率漂移也应注意，通常随温度的变化，会出现不同的模式。

第六节 机械调制器

机械调制器，通常叫斩波器，可以提供近似的矩形波、锯齿波或其他特殊的波形。然而，在读数、记录或显示等需要快变调制的光调制中，不用机械调制器。机械调制器的主要应用范围是在跟踪和瞄准中产生误差信号。包括旋转扇形板和调制盘在内的斩波器，能够实现对相位、频率和振幅的调制。有很多技术（包括有齿的和开槽的轮子、音叉和旋转起偏

器）可以用来产生所需要的斩波作用。音叉的频率上限为25千赫。当然，可以用高速转镜获得更高的调制频率。

参考文献

[1] Driscoll, W.G., Vaughan, W., Sponsored by OSA, Handbook of Optics, McCraw -Hill Book Co., p.17-3 (1978).

[2] Kaminow, I.P. and Turner, E.H., *Appl. Opt.*, 5, 10 (1966).

[3] Spencer, E.G., Lenzo, P.V. and Ballman, A.A., *Proc. IEEE*, 55, 12 (1967).

[4] Goldstein, R., *Laser Focus*, February (1968).

[5] Denton, R.T., Chen, F.S. and Ballman, A.A., J. *Appl. Phys.*, 38, 1611 (1967).

[6] Driscoll, W.G., Vaughan, W., Sponsored by OSA, Handbook of Optics, McGraw -Hill Book Co., p.17-6 (1978).

[7] Driscoll, W.G., Vaughan, W., Sponsored bS OSA, Handbook of Optics, McGraw -Hill Book Co., p.17-7 (1978).

[8] Driscoll, W.G., Vaughan, w., Sponsored by OSA, Handbook of Optics, McGraw -Hill Book Co., p.17-8 (1978).

[9] Driscoll, W.G., Vaughan, W., Sponsored by OSA, Handbook of Optics, McGraw -Hill Book Co., p.17-22 (1978)

[10] Zernike, F., *Jr.Opt. Soc. Am.*, 54, 1215 (1964).

[11] Driscoll, W.G., Vaughan, W., Sponsored by OSA, Handbook of Optics, McGraw -Hill Book Co., p.17-10 (1978).

[12] Driscoll, W.G., Vaughan, W., Sponsored by OSA, Handbook of Optics, McGraw -Hill Book Co., p.17-12 (1978).

[13] Driscoll, W.G., Vaughan, W., Sponsored by OSA, Handbook of Optics, McGraw -Hill Book Co., p. 17-13 (1978).

[14] Schenck, W.J., *ISA Trans.*, 5, 14 (1966).

[15] Brillouin, L., *Ann. Phys.*, 17, 88 (1922).

[16] Debye, P. and Sears, F.W., *Proc. Natl. Acad. Sci. Wash.*, 18, 409 (1932).

[17] Raman, C. V. and Nath, N. S., *Proc. Indian Acad. Sci.*, A2, 405 (1935).

[18] Raman, C. V. and Nath, N. S., *Proc. Indian Acad. Sci.*, A3, 75 (1935).

[19] Gordon, E. I., *Appl. Opt.*, 5, 1629 (1966), and *IEEE J. Quantum Electron.*, 2, 104 (1966).

[20] Flinchbaugh, D. E., *Laser Focus*, September, p.25 (1967).

[21] Crocetti, C. P., Calucci, E. J., Rugari, A.D., and Blank, C. M., Display Systems Engineering, McGraw-Hill, New york, p. 319 (1968).

[22] Willard, G. W., *J. Acoust. Soc. Am.*, 21, 101 (1949).

[23] Debye, P., Sack, H. and Coulon, F., C. R., 198, 922 (1934).

[24] Cummins, H., Knable, N., Gampel, L. and Yeh, Y., *Appl. Phys. lett.*, 2, 62 (1962).

[25] Smith, T. M. and Korpel, A., *IEEE J. Quantum Electron.*, 1, 283 (1965).

[26] Spencer, E. G., Lenzo, P. V. and Nassau, K., *IEEE J. Quantum Electron.*, 2.

69 (1966).

[27] Tell, B., Worlock, J. M. and Martin, R. J., *Appl. Phys. Lett.*, **6**, 123(1965).

[28] Dixon, R. W., J. *Appl. Phys.*, **38**, 5149 (1967).

[29] Pinnow, D. A. and Dixon, R. W., *Appl. Phys. lett.* **13**, 156 (1968).

[30] Hance, H.B., and Parks, J. K., J. *Acoust. Soc. Am.*, **38**, 14 (1965).

[31] Jenkings, F. A. and White, H. E., Fundamentals of Optics, McGraw-Hill, New york (1957).

[32] Snitzer, E., *Appl. Opt.*, **5**, 10 (1966).

第二十一章 热探测器和光电探测器

第一节 引 言

热探测器是探测热辐射的敏感器件。当辐射能入射到热探测器上面时，引起敏感材料的温升，从而使某些与温度有关的物理量发生变化，测量这些物理量的变化，就可以测定入射到探测器上辐射功率的大小。

光电探测器是探测光辐射的敏感器件。当辐射能入射到光电器件上面时，由于入射光子与材料的束缚态电子相互作用，产生了一定的光电效应，从而使探测器输出信号。这种器件也叫光子探测器或量子探测器。

由于热探测器是利用物质对辐射的热效应制成的，它的响应时间长，对各种不同波长的辐射有较平坦的响应，所以它是无选择性探测器。而光电探测器的响应是由光子与束缚态电子直接相互作用决定的，它的响应时间短，对各种不同波长的辐射响应不相同，若波长太长，光子能量太小，就不能使电子状态发生变化，因此光电探测器仅对具有足够能量的光子有响应，即存在一长波限，它是一种选择性探测器。

光电探测器与热探测器工作机理不同，各有不同的特点。一般来说，光电探测器的响应度高，响应速度快，这是热探测器无法与它相比的。然而光电探测器通常要在低温条件下工作，对光谱响应具有选择性，因此我们必须研制更多的新型探测器材料，以满足各个工作波段的需要。另外我们还必须研制各种类型的微型致冷器，以满足长波光电探测器发展的需要。光电探测器按使用的材料和它工作原理的不同，又可分为外光电效应探测器与内光电效应探测器：各种类型的光电管，光电倍增管属于外光电效应探测器，通常称为光电发射探测器；光电导探测器（PC型）、光伏探测器（PV型）、光磁电探测器（PME）以及光子牵引探测器等则属于内光电探测器。近年来随着光电技术在国防、工农业、科学技术以及医疗卫生等领域的广泛应用，光电探测器发展十分迅速，特别是内光电效应探测器，已从单元光电探测器发展到多元列阵光电探测器。目前已研制出线阵与面阵红外电荷耦合器件（CCD）、扫积型器件(SPRITE）和超大规模镶嵌式焦平面列阵器件等等。可以预期，在今后光电技术的发展中新型光电探测器还会不断涌现。至于热探测器，虽然响应度不如光电探测器高，响应速度不如光电探测器快，但是不需致冷，在全波段具有较平坦响应，故在某些应用上，它是光电探测器所不能取代的。近年来，新型热探测器不断出现，如热释电探测器，它还兼有灵敏度高，响应速度快的特点，当前在辐射测量技术中已获得广泛的应用。

第二节 热探测器及其分类

热探测器按其工作原理大致可分为五类：①热电偶及热电堆；②热敏电阻；③热释电探

测器；④气动探测器；⑤其他热探测器。

一、热电偶与热电堆

如果两种不同的金属或半导体材料 A和B 连接成一个闭合回路，如图21-1所示，当辐射照射到一个结处，使其温度上升到 T， 而另一个结的温度 T_0 保持不变， 此时在闭合回路中会有电流流过，这种现象叫做温差电现象。回路中的电流叫温差电流，产生温差电流的电动势 ε 叫温差电动势，热电偶就是利用温差电现象制成的探测器。一般热电偶是用铋-银或铋-锑、铋-铋锡、铜-康铜等合金制成。这种探测器的特点是既能产生交流信号，又能产生直流信号。大多数热电偶的电阻值很低（1—10 欧姆），一般用变压器耦合。热电偶的响应时间从毫秒到几秒，故调制频率通常限制在几十赫兹以下。



图 21-1　温差电现象

把几个热电偶串联起来即成热电堆。通常采用真空镀膜和光刻技术制作薄膜热电堆。目前用铋-银或铋-锑材料可以做到每平方毫米排列 20 个以上热电偶的热电堆，光敏面成长方形，阻抗为 2—50 欧姆，响应时间约 0.1—2 秒。也有用细金属丝绕在长方形支架上制成的热电堆，它的受光照接头端镀黑，光敏面为 2×0.2 毫米²。

由于热电偶的寿命长，可靠性高和没有活动部件等特点，在卫星和宇宙飞船等空间系统上已用来做红外地平仪的敏感元件。

二、热敏电阻

我们知道，半导体具有较大的负电阻温度系数，即半导体的电阻率随温度升高而成指数减小，热敏电阻就是利用这一性质制成的。一般测辐射的热敏电阻是用负电阻温度系数很大的金属氧化物半导体制成，常用的材料是锰、镍、钴三种金属氧化物的混合物。采用不同的衬底可以控制热敏电阻探测器的响应时间和灵敏度。近年来由于浸没技术的发展，大大提高了热敏电阻探测器的性能。一般浸没型测辐射热敏电阻是把涂有抗反射层的纯锗的半球或超半球覆盖在热敏电阻上并与浸没透镜平面成光学接触。理论上使用浸没透镜时，其响应度可提高 3 倍左右。

热敏电阻的静态伏安特性曲线如图 21-2 所示。 在低电压小电流时， 因为热敏电阻消耗的功率小，不足以改变本身的温度，因此其动态电阻值不变。热敏电阻在此区间表现为线性元件。当电流增大，热敏电阻消耗的功率增大，从而产生焦耳热使温度升高，阻值下降，因而曲线也逐渐弯曲起来。由于热敏电阻的阻值随消耗功率的增加而迅速的减小，因此热敏电阻的伏安特性曲线出现了电流增大时电压反而减小的情况，这时热敏电阻容易被烧毁，使用时必须注意。伏安特性曲线上的最高电压 V_P 称为峰值电压，正常工作点是在峰值电压的左边，偏压一般选取在 $0.6V_P$ 处。

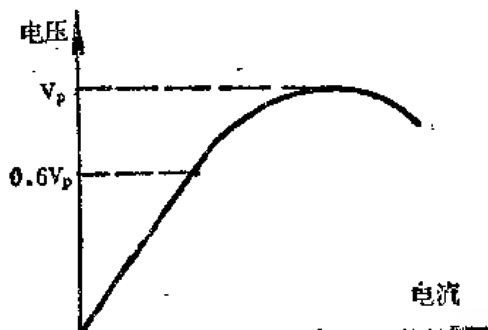


图 21-2　热敏电阻的伏安特性曲线

热敏电阻探测器一般是用两个相同的热敏电阻封装在同一壳体内，其中一个加以屏蔽，用作补偿周围环境温度的影响称作补偿热敏电阻；另一个接收辐照，称作受辐射热敏电阻。

使用时常接成图 21-3 所示的桥式电路。在没有辐照时，由于两个热敏电阻相同，电桥是平衡的；当辐射照射到热敏电阻上，受辐射的热敏电阻阻值发生变化，电桥失去平衡，此时就有一定的信号输送到放大器。这种探测器的响应时间约为几十毫秒。

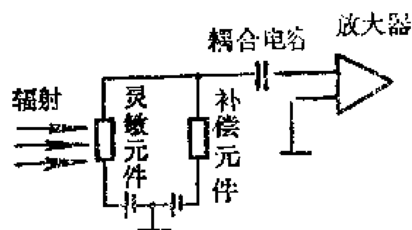


图 21-3　桥式电路

三、热释电探测器

我们知道有些压电晶体具有自发极化现象，而且自发极化强度随温度的升高而下降，当温度升高到材料的居里温度以上时，自发极化强度下降到零。如果在居里温度以下通过极化使晶体的自发极化沿着相同方向取向，此时晶体成为单畴晶体。在稳定情况下，单畴晶体表面的束缚电荷被体内与空间的自由电荷所屏蔽，当这种晶体受辐照时，由于温度升高，自发极化强度减小，晶体表面上的自由电荷被释放出来，这种现象称为热释电效应，热释电探测器就是利用这个效应制成的。

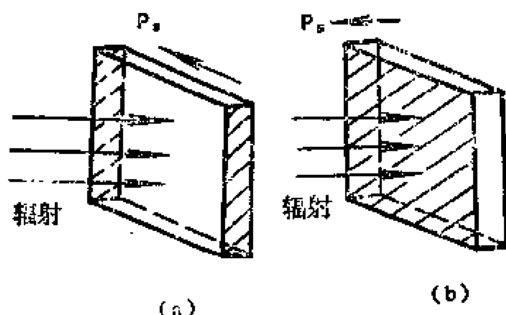


图 21-4　边电极和面电极

热释电探测器的结构如图 21-4 所示。在垂直于晶体极化强度 P_s 的两个端面用真空镀膜法镀上电极，并将受光照射表面黑化，然后焊上引出线即成。热释电探测器的电极有两种基本形式：一种是边电极，如图 21-4(*a*)所示；另一种是面电极，如图 21-4(*b*)所示。对于高介电常数和介质损耗大的热释电材料、或用于高频的热释电探测器，采用边电极；而一般低介电常数和低介质损耗的材料则常用面电极。

热释电探测器比热敏电阻和热电偶具有响应度高，响应速度快的优点。虽然它对某些波长的响应度还赶不上光电导与光伏探测器，但是它的光谱响应宽，不需致冷，不needs偏压，可广泛使用在各种辐射计、光谱仪、激光能量测量和热成像等方面。表 21-1 列出了主要热释电材料的特性。

四、气动式热探测器

气动式热探测器是利用气室的吸收膜吸收热辐射能产生温升使气室内的工作气体膨胀，然后转换成电信号输出。较常见的气动式热探测器是高莱管，它的结构如图 21-5。

高莱管的主要组成部分是气室，气室的前面是一个低热容的薄膜，称为吸收膜，气室的另一侧是一块柔性薄片叫做柔镜，柔镜的背面镀有反射膜。当热辐射照射在吸收膜上时，气室内的工作气体因温度升高而膨胀，

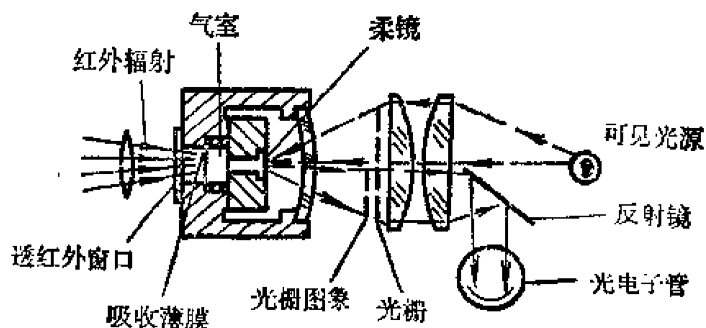


图 21-5　高莱管

表 21-1　热释电材料特性表

材料	居里温度 Tc (°C)	测量温度 T (°C)	介电常数 ε	测量频率 f (千赫)	自发极化 $P_s \times 10^{-6}$ (库仑·厘米$^{-2}$)	热释电系数 $(dp_s/dT) \times 10^{-8}$ (焦耳·厘米$^{-2}$开尔文$^{-1}$)	比热 C (焦耳·厘米$^{-3}$·开尔文$^{-1}$)	密度 S (克·厘米$^{-3}$)	交流电阻率(1千赫兹) ρ (欧姆·厘米)	$(dp_s/dT)\varepsilon^{-1} \times 10^{-10}$	$(dp_s/dT)(\varepsilon \cdot c)^{-1} \times 10^{-10}$	$(db_s/dT)(\rho^{1/2}c^{-1}) \times 10^{-4}$	备注
铌酸锂 ($LiNbO_3$)	1200±10	27	30	1,100	50	0.4	2.8	4.65	9.8×10^{10}	1.3	0.46	4.5	Tc与晶体组分有关，在1150—1245°C之间变化，透射0.4—5.0微米
		100	30	100	49.5	0.5				1.7	0.61		
		200	30	100	49	0.7				2.3	0.82		
		450	40	100	46			1					
钽酸锂 ($LiTaO_3$)	660	25	47	1	50	1.9	3.16	7.45	$\approx1\times10^{10}$	4.0	1.3	6	Tc与晶体组分有关，在660—560°C之间变化，透射0.5—5微米(3微米吸收)
	618	250	70	10	45	2.1	3.72			3.0	0.81		
	对 Ta/Li＝1.1	450	300	10	37.7	8.2	3.84			2.7	0.71		
锆钛酸铅 (PZT5A)	365	25	1900	1	38	4.0	3.1	7.75	4.7×10^{7}	0.21	0.068	0.89	
锆钛酸铅 (PZT4)	328	25	1400	1	30	3.7	3.0	7.5	3.2×10^{8}	0.26	0.087	2.2	
锆钛酸铅 (PZTHST—41)	270	25	1800	1.	23	2	3.0	7.60	4.5×10^{7}	0.11	0.037	0.45	
($5PbO \cdot 3GeO_2$)	177	50	60	10	4.5	1				1.7			
钼酸钆 [Gd_2(MoO_3)]	161±2	25	9—12		0.2			4.6					在居里温度不表现介电异常铁电体
		100	10	1—10	0.15	0.1	2.1			1.0	0.48		
		143	9.8	1—10	0.1	0.14	2.1			1.4	0.67		
		151	10.0	1 10	0.01	0.25	2.1			2.5	1.2		
		159	9.7	1—10		4.9	8.7			50	5.8		

续表

材　料	居里温度 Tc (°C)	测量温度 T (°C)	介电常数 ε	测量频率 f (千赫)	自发极化 $p_s\times10^{-6}$ (库仑·厘米$^{-2}$)	热释电系数 (dp_s/dT) $\times10^{-8}$ (库仑·厘米$^{-2}$·开尔文$^{-1}$)	比热 C (焦耳·厘米$^{-3}$·开尔文$^{-1}$)	密度 S (克·厘米$^{-3}$)	交流电阻率 (1千赫兹) ρ (欧姆·厘米)	(dp_s/dT)ε^{-1} $\times10^{-10}$	(dp_s/dT)$(\varepsilon\cdot c)^{-1}$ $\times10^{-10}$	(dp_s/dT)$(\rho^{1/2}c^{-1})$ $\times10^{-4}$	备　注
亚硝酸钠 ($NaNO_3$)	160	25	8	1	7	0.4	2.0	2.1	$>10^{11}$	5	2.5	>6.3	ε直到140°C保持常数
钛酸钡 ($BaTiO_3$) (单晶)	120	23			26	5							0.7—2微米吸收不能全极化
		30			25.5	2							
		60	200	1	24	7	3.0	6	6×10^{5}	3.5	1.2	0.57	
		100			20	20							
铌酸锶钡 (SBN, x=0.52	115	25	380	1	29.2	6.5	2.1	5.2	1.6×10^{8}	1.7	0.81	4.0	0.5—6.0微米透射
铌酸锶钡 (SBN, x=0.33	62	25	1800	1	23.3	11			1.2×10^{8}	0.61	0.29	5.8	
铌酸锶钡 (SBN, x=0.25	47	25	5000	1	18	31			7.1×10^{8}	0.62	0.29	3.9	
碘酸铵 (NH_4IO_3)	85	26	30	1		0.3		3.3	3.9×10^{8}	1			0.35—2微米透射 180°C以上爆炸
氟铍酸三甘肽 (TGFB)	73	25	11	10	3.7	1.3	2.6	1.66		12	4.6		
		50	20	10	3.1	4.5	3.1			22	2.1		
氘硫酸三甘肽 (DTGB)	62.9	25	20	1	2.6	2.5	(2.5)	(1.7)	5×10^{10}	12	4.8	22	
		50	80	1	1.8	7.5				9.4	3.8		
($TGS_{0.67}$ $TGFB_{0.33}$)	58.9	25	(35)	1	2.9	3.0	(2.5)	(1.66)		9	3.4		TGS:TGFB配比可以改变Tc
		50			1.75	8.2							

续表

材　料	居里温度 Tc (°C)	测量温度 T (°C)	介电常数 ε	测量频率 f (千赫)	自发极化 $p_s\times10^{-6}$ (库仑·厘米$^{-2}$)	热释电系数 $(dp_s/dT)\times10^{-8}$ (焦耳·厘米$^{-2}$·开尔文$^{-1}$)	比热 C (焦耳·厘米$^{-3}$·开尔文$^{-1}$)	密度 S (克·厘米$^{-3}$)	交流电阻率(1千赫兹) ρ (欧姆·厘米)	$(dp_s/dT)\cdot\varepsilon^{-1}\times10^{-10}$	$(dp_s/dT)(\varepsilon\cdot c)^{-1}\times10^{-10}$	$(dp_s/dT)(\rho^{\frac{1}{2}}c^{-1})\times10^{-4}$	备　注
铌钽酸钾 (KTN)	54	25	900	0.8	9.3	2				0.22			透射到6微米 $KTaO_3$与$KNbO_3$形成固溶体参数与组分有关
		40	2500	0.8	8.4	20				1.3			
硫酸三甘肽 (TGS)	49	10	35	1	2.0	1.5	2.4			4.4	1.8		0.24以下及2—400微米吸收 0.25—1.8微米透射
		25	50	1	2.75	3.5	2.5	1.65—1.68	1×10^{10}	7.0	2.8	19	
		40	150	1	2.0	11	2.8			7.3	2.6		
[TGS/Se(≈15%)]	49	25	28	10		5	2.5		4×10^{9}	17.8	7.1	12.7	
硒酸三甘肽 (TGSe)	34.5	25	(100)		3.2	7.5	(2.3)			7.5	3.3		
氘硒酸三甘肽 (DTGSe)	22.2	0			3.0		2.1						
硫酸锂 (Li_2SO_4, H_2O)		15	(100)		2.6	13	2.3			13	5.7		
		25	10.3	1	0.8	0.82	2.06			7.6	9.5		
		50	(10)		1					(10)	(12)		
硒酸锂 (Li_2SeO_4, H_2O)		20				0.57							
		79				0.65							
硫碘化锑 (SbSI)	22	0	2200		22								
		10	2500		15	60	2.33	8.2		2.4	1.0		
		15	5000		12	100				3.3	1.4		

续表

材　料	居里温度 Tc (°C)	测量温度 T (°C)	介电常数 ε	测量频率 f (千赫)	自发极化 $P_s\times10^6$ (库仑·厘米$^{-2}$)	热释电系数 $(dP_s/dT)\times10^{-8}$ (库仑·厘米$^{-2}$开尔文$^{-1}$)	比热 C (焦耳·厘米$^{-3}$·开尔文$^{-1}$)	密度 S (克·厘米$^{-3}$)	交流电阻率 (1千赫兹) ρ (欧姆·厘米)	$(dP_s/dT)\varepsilon^{-1}\times10^{-10}$	$(dP_s/dT)(\varepsilon\cdot c)^{-1}\times10^{-10}$	$(dP_s/dT)(\rho^{1/2}c^{-1})\times10^{-4}$	备　注
硫酸三胺代甲基铝 (GASH)		25	6	1	0.35	0.15	≈1		9×10^{10}	2.5	2.5	4.5	
聚氟乙烯 $(CH_2CF)_n$		25	11		2	0.24			[illegible]$\times10^{9}$	2.2	0.9	0.82	0.4—2透射 3—300微米吸收
酒石酸铵 (EDT)		25	7.0	1		0.2	≈1		$>10^{11}$	3	3	>6	20—80°C dP_s/dT 是常数
(GUL)		25	4.6	1		0.62	≈1.5		4×10^{11}	13.5	9	26	葡萄糖醛酸内酯
硬硼酸钙石	−7	−10	60	1	0.23	5.4	0.56	2.42		9	13.5		Tc与纯度有关
		−20	12	1	0.46	1.2				10	17		
磷酸二氘钾 (KDDP)	−50±2	[illegible]	50	1	4.0	10		2.36	6.6×10^{7}	20			0.2—2微米透射
硝酸二甘肽 (NH_2CH_2COOH)	−67	−77	50	10	0.6	5	2.0	1.58		10	5		
HNO_3		−190	15	10	[illegible]	0.13				0.87			
硫　脲 $[CS(NH_2)_2]$	−104	−173	400		3.4	1		1.40		0.25			
磷酸二氢钾 KH_2PO_4 (KDP)	−150	−173	2500	1	4.8	3.3	0.94	2.34	7.2×10^{6}	0.13	0.14	1	0.2—2微米透射
酒石酸石 (DKT)			6.9	1		0.3	≈1		1.5×10^{12}		4.3	37	

续表

符　号	化　学　式	符　号	化　学　式
EDT	$C_2H_4(NH_4)_2C_2H_4O_6$	KDDP	$KD_2PO_4(\approx 90\%D_2)$
GUL	$CO(CHOH)_2CH(O)CHOH \cdot CHO$	硬硼酸钙石 (Colemanite)	$2CaO \cdot 3B_2O_3 \cdot 5H_2O$
GASH	$(CN_3H_6)Al(SO_4)_2 \cdot 6H_2O$	TGS	$(NH_2CH_2COOH)_2H_2SO_4$
SBN	$Sr_{1-x}Ba_xNb_2O_6$	DTGSe	$(ND_2CH_2COOH)_3D_2SeO_4$
TGFB	$(NH_2CH_2COOH)_3H_2BeF_4$	DTGS	$(ND_2CH_2COOH)_3D_2SO_4$
KTN	$KTa_{0.57}Nb_{0.43}O_3$—一般式$KTa_xNb_{1-x}O_3$	TGSe	$(NH_2CH_2COOH)_3H_2SO_4$
DKT	$K_2C_4 \cdot H_4O_6 \cdot \frac{1}{2}H_2O$		

压缩柔镜，使柔镜发生形变，柔镜后面用一束光经光栅投射到柔镜的反射膜上，当柔镜形变时，反射光线发生移动使落到光电管上的光强发生变化，光电管的输出信号也就发生变化。

高莱管的特点是灵敏度高，基本上不受环境温度的影响，常用于光谱仪校准。如果气室中盛入某种工作气体，根据工作气体本身的吸收辐射特性，还可用于气体分析。

五、其它热探测器

除上述热探测器以外还有热磁探测器和低温测辐射计等。热磁探测器是利用某些磁性材料磁化强度随温度变化的热磁效应制成。当调制的辐射照射到热磁晶体上，热磁晶体吸收辐射能使温度发生变化，从而使热磁晶体上绕的线圈产生出感应电势。这种探测器的特性与热释电探测器有些相似。低温测辐射计是利用某些半导体在低温下受辐照后自由载流子的迁移率发生变化，从而导致半导体的电导率变化制成。这种探测器的响应波段范围极宽，可达毫米波。

所有上述各类热探测器，在理论上光谱响应平坦，是一种无选择性探测器，但实际上对不同波长的辐射响应是不完全相同的。热探测器的响应时间，取决于探测器的热容量大小和散热的快慢，减小热容量增快散热速度可以减小响应时间。

第三节　光电探测器及其分类

利用各种不同的光电效应制成的光电探测器，有下列四类：

一、光电发射探测器

当光照射在某些材料的表面上时，如果入射光子的能量足够大，能够使电子逸出材料的表面，这种现象称为外光电效应，也叫光电子发射效应。利用这种效应制成的探测器称为光电发射探测器。常用的光电发射探测器有光电二极管和光电倍增管。

光电发射探测器的特点是它的响应速度快，有的只有几毫微秒。这是由于入射光子与探测器材料中的电子直接相互作用的结果。

光电发射探测器的另一特点是存在一个长波限，称为截止波长，记作 λ_c。当入射光的波长大于 λ_c 时，则不论入射光的强度多大，照射的时间多长，光电子都不可能从材料的表面逸出。这种现象可以用光量子理论加以解释。根据光量子理论，光子的能量是：

$$E = h\nu = \frac{hc}{\lambda} \tag{21-1}$$

式中　h——普朗克常数；

ν——光的频率；

λ——光的波长；

c——光速。

当光子与材料中的电子作用时，电子获得光子的全部能量 $h\nu$，若电子所获得的能量 $h\nu$ 大于电子的逸出功 ϕ，则电子可以逸出材料的表面，光电子的动能为：

$$\frac{1}{2}mv^2 = h\nu - \phi \tag{21-2}$$

（21-2）式称为爱因斯坦光电发射公式，式中 m 是电子的质量，v 是电子的速度。当入射光处于长波限时，光电子所获得的能量恰好等于逸出功 ϕ，即

$$\frac{hc}{\lambda_c} = \phi$$

$$\lambda_c = \frac{hc}{\phi} = \frac{1.24}{\phi} \tag{21-3}$$

式中 λ_c 的单位为微米，ϕ 的单位为电子伏特。若波长大于 λ_c，则电子所获得的能量不足以克服逸出功，电子不能逸出材料的表面，因此把 λ_c 称为截止波长。

表 21-2　光电阴极的主要性能[1]

光谱响应编号	光电发射材料	窗口材料	工作方式 半透射式(T) 反射式(R)	截止波长 λ_c (埃)	峰值波长 λ_m (埃)	典型积分灵敏度(微安培/流明)	在 λ_m 处的光谱灵敏度(毫安培/瓦特)	在 λ_m 处的量子效率(%)	在 25°C 的暗电流(安培/厘米²)
S—1	Ag-O-Cs	玻璃	T、R	12000	8000	30	2.8	0.43	9×10^{-13}
S—3	Ag-O-Rb	玻璃	R		4200	6.5	1.8	0.53	
S—4	Cs_3Sb	玻璃	R		4000	40	40	12.4	2×10^{-16}
S—5	Cs_3Sb	透紫外玻璃	R		3400	40	50	18.2	3×10^{-16}
S—8	Cs—Bi	玻璃	R		3650	3	2.3	0.78	1.3×10^{-15}
S—9	Cs_3Sb	7025玻璃	T		4800	30	20.5	5.3	3×10^{-15}
S—10	Ag-Bi-O-Cs	玻璃	T	7800	4500	40	20	5.5	7×10^{-14}
S—11	Cs_3Sb	玻璃	T	6700	4400	70	56	15.7	3×10^{-15}
S—13	Cs_3Sb	石英	T		4400	60	48	13.5	1×10^{-15}
S—17	Cs_3Sb	玻璃	R		4900	125	83	21	1.2×10^{-14}
S—19	Cs_3Sb	石英	R		3300	40	65	24.4	3×10^{-16}
S—20	Na-K-Cs-Sb	玻璃	T	8500	4200	150	64	18.8	3×10^{-16}
S—21	Cs_3Sb	透紫外玻璃	T		4400	30	23	6.6	4×10^{-15}
S—23	Rb-Te	石英	T		2400		4	2	1×10^{-18}
S—24	Na_2KSb	7056玻璃	T	6530	3800	45	67	21.8	3×10^{-13}
S—25	Na-K-Cs-Sb	玻璃	T		4200	200	43	12.7	1×10^{-15}

对光电发射探测器所用的光电阴极材料，要求光吸收系数大，逸出功低、量子效率高、暗电流小。根据上述要求，显然纯金属用作光电阴极材料是不适宜的，因为它的逸出功高，截止波长短，其响应一般在紫外区，而且量子效率也低，只有 0.1% 左右。目前多用碱金属化合物作为光电阴极材料，特别是多碱化合物，它的截止波长可延伸至红外（1.2 微米）附近，最近新发展起来的负电子亲和势材料的截止波长可达 1.5～2.0 微米，且量子效率可高达 15%以上。光电阴极的特征参数参阅第十八章第六节。

常用的光电阴极材料有银氧铯（Ag-O-Cs），锑铯（Cs_3Sb），铋银氧铯（Bi-Ag-O-Cs），以及多碱光电阴极材料 Na_2KSb，Na-K-Cs-Sb 等。几种常见的光电阴极材料的性能参数如表 21-2 所示。

二、光电导探测器

当光照射在某些半导体表面时，能使半导体的电导率增加，这种现象叫光电导效应。利用半导体光电导效应制成的探测器，称为光电导探测器（PC 器件），如硫化铅、硒化铅、锑化铟和碲镉汞等半导体都可制成光电导探测器。

在光电导探测器中，如单晶型的锑化铟，碲镉汞等纯净半导体，它们的导电机理是一种本征激发过程。设禁带宽度为 E_g，则处于价带中的束缚电子所获得的光子能量至少要等于禁带宽度，才能使它跃迁到导带成为导电电子，即

$$\frac{hc}{\lambda_c}=E_g$$

表 21-3　本征光电导材料特性[2]

材料名称	温度 T（开文尔）	禁带宽度 Eg（电子伏特）	禁带宽度温度系数 dEg/dT（电子伏特/开尔文）	截止波长 λc（微米）	迁移率（厘米²/伏·秒） 电子 μ_n	空穴 μ_p	本征载流子浓度 n_i（厘米⁻³）	寿命 τ（微秒）	折射率 n	介电常数 ε
硅	300	1.119	-2.3×10^{-4}	1.1	1350	500	1.5×10^{10}	130	3.422	11.9
锗	300	0.6643	-3.7×10^{-4}	1.8	3900	1900	2.4×10^{13}	2×10^{4}	4.017	16.0
砷化铟	300	0.356	-3.5×10^{-4}	3.5	22600	150—220	1.0×10^{15}	$\approx10^{-3}$	4.538	14.55
锑化铟	300	0.18	-2.9×10^{-4}	7.0	100000	1700	1.1×10^{16}	2×10^{-2}	4.22	17.72
硫化铅	300	0.42	4×10^{-4}	3	550	600	2×10^{15}		4.19	169
碲化铅	300	0.32	4×10^{-4}	4	1620	750	1.5×10^{16}		5.18	425
硒化铅	300	0.29	4×10^{-4}	4.3	1020	930	3×10^{15}		4.54	210
碲化镉	300	1.5	4.1×10^{-4}		600	65			2.75	10.9
碲化汞	300	-0.15 0.14	5.6×10^{-4}		22000	160			3.7	20
碲镉汞 $Hg_{0.8}Cd_{0.2}Te$	77	0.098		12.6	5×10^{5}		2.5×10^{13}	2—20		
碲锡铅 $Pb_{0.8}Sn_{0.2}Te$	77	0.083		15						

$$\lambda_c=\frac{hc}{E_g}=\frac{1.24}{E_g}\tag{21-4}$$

式中 λ_c 表示截止波长，单位是微米，E_g 的单位是电子伏特。表 21-3 列出了几种常见的本征光电导材料的工作温度、禁带宽度、温度系数以及截止波长等参量。

对于掺杂半导体，如锗掺杂，可作为远红外探测器，设 E_i 表示杂质电离能，则截止波长

$$\lambda_c=\frac{1.24}{E_i}\tag{21-5}$$

式中 E_i 单位是电子伏特，λ_c 单位是微米。

这种掺杂光电导探测器，由于电离能 E_i 很小，室温下的热激发就能使杂质完全电离，所以不能在室温下工作，必须致冷，响应波长越长、杂质的电离能越小，则要求工作温度越低。

表 21-4 列出了几种常见的杂质光电导材料的工作温度、杂质电离能、截止波长等主要参数。

表 21-4　杂质光电导材料特性

材料名称	工作温度 T(开尔文)	杂质电离能 E_i(电子伏特)	截止波长 λ_c(微米)
锗掺汞	<40	0.[illegible]83	12
锗掺镉	25	0.[illegible]	22
锗掺铜	20	0.04	30
锗掺锌	10	0.033	40
[illegible]掺铟	5	0.0112	100
[illegible]掺[illegible]	77		[illegible]
硅掺[illegible]	77		[illegible].7
硅掺镓	35		1[illegible]
硅掺铝	[illegible]5		[illegible]7
硅掺锑	[illegible]7		[illegible]

光电导探测器在电路中的作用，相当于一个可变电阻器，通常把光电导探测器叫做光敏电阻。它需要外加偏置电压，如图 21-6 所示，V_B 表示偏压，当光照射在探测器上时，其阻值 R_D 发生变化，从而使流过电路的电流发生变化，通过耦合电容 C 从负载电阻 R_L 上输出信号，输送到前置放大器。

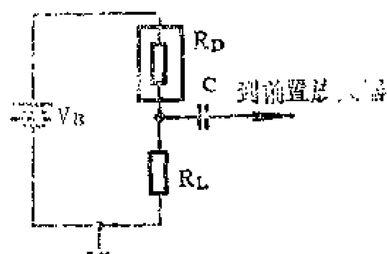


图 21-6　光电导探测器的偏置电路

三、光伏探测器

当光照射在某些材料的 p-n 结上时，光生电子—空穴对就会被内部电场分开而形成光

生电动势，因光生电动势与p-n结势垒方向相反，从而降低了原来势垒高度，如果接上外电路，就会产生光电流，这种现象叫光伏效应。利用光伏效应制成的探测器，称为光伏探测器（PV器件）。

光伏探测器的伏安特性曲线如图21-7所示，当探测器未受到入射光照射时，伏安特性曲线为曲线1，入射光的照射使曲线下移到2的位置，由图可见，这种探测器可以工作在曲线的不同位置，如果探测器直接与直流低电阻的输入变压器初级并联耦合，见图21-8(a)，则探测器工作在直流短路或零偏压状态，也就是伏安特性曲线的o'点。通常光伏探测器工作在零偏置时，具有最高的灵敏度，如果探测器经过耦合电容与一个高输入阻抗的前置放大器相连接，如图21-8(b)，即探测器相当于直流开路的电压发生器。

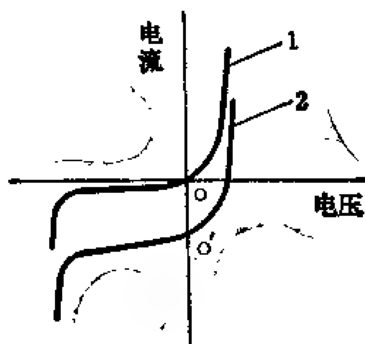


图21-7　光伏探测器的伏安特性曲线

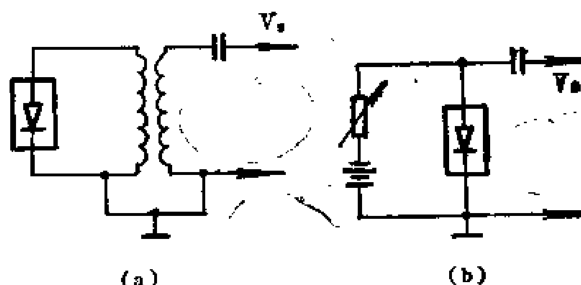


图21-8　光伏探测器的偏置电路

如果对探测器加上反向电压，则当探测器受到光的照射后，反向电流会增加，这类探测器，常叫做光电二极管。

四、光磁电探测器

如图12-9所示，将半导体置于强磁场中，当半导体表面受到辐射光照射时，在表面产生光生电子—空穴对。表面的电子与空穴浓度增大，便要向体内扩散，在扩散过程中，受到了强磁场的作用，使空穴向右偏转，电子向左偏转，从而使半导体右端积累正电荷，左端积累了负电荷，这些电荷在半导体内产生一个电场，阻碍着电子与空穴的继续偏转。如果此时把半导体两端短路，则产生短路电流；开路时，则有开路电压。这种现象，叫做光磁电效应。利用这种效应制成的探测器，叫光磁电探测器（PME器件）。

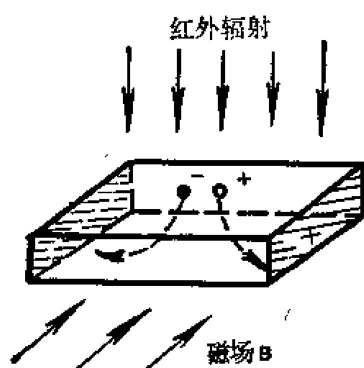


图21-9　光磁电效应

光磁电探测器目前常用的材料有锑化铟、碲镉汞等，这种探测器的优点是不需致冷或只需致冷到干冰温度，响应波长可达7.5微米，不需要加偏压，有很低的内阻，因而大大降低了探测器的噪声，响应速度较快，有良好的稳定性和可靠性，可用于光谱分析及热成象系统。这种探测器的主要缺点是响应度不够高，且需要附加磁场装置，因而大大影响其使用。

五、探测器的性能参数

探测器的性能参数通常用响应度、最小可探测功率、探测度、光谱响应和响应时间等来

表示。

响应度

探测器的输出信号电压 V_S 或电流 I_S 与入射辐射功率 P_S 之比，即单位入射辐射功率的输出电压（或电流），称响应度

$$R_V = \frac{V_S}{P_S} \tag{21-6}$$

$$R_I = \frac{I_S}{P_S} \tag{21-7}$$

R_V——电压响应度，伏特/瓦特；

R_I——电流响应度，安培/瓦特。

等效噪声功率

输出信号电压 V_S 等于噪声均方根电压 V_N 时入射到探测器的辐射功率称为等效噪声功率 NEP

$$NEP = \frac{P_s}{V_s/V_n} = \frac{V_n}{R_V} \tag{21-8}$$

式中 V_s/V_n 为信号噪声比，P_s 是入射辐射功率

探测度

探测度在数值上等于等效噪声功率的倒数

$$D = \frac{1}{NEP} = \frac{V_s/V_n}{P_s} = \frac{R_V}{V_n} \tag{21-9}$$

D 的单位是瓦特$^{-1}$

探测度 D 与测量条件有关。对于许多类型的探测器来说，NEP 与探测器的光敏面积 A 及测量系统带宽 Δf 乘积的平方根成正比，因此引出了归一化等效噪声功率 NEP^* 与归一化探测度 D^*

$$NEP^* = \frac{P_s}{(V_s/V_n)\cdot(A\Delta f)^{1/2}} = \frac{V_n}{R_V\cdot(A\Delta f)^{1/2}} \tag{21-10}$$

$$D^* = \frac{1}{NEP^*} = \frac{R_V(A\Delta f)^{1/2}}{V_n} = D(A\Delta f)^{\frac{1}{2}} \tag{21-11}$$

式中　A——探测器的光敏面积，厘米^2；

Δf——系统的带宽，赫兹；

D——探测度，瓦特$^{-1}$；

D^*——归一化探测度，厘米·赫兹$^{\frac{1}{2}}$·瓦特$^{-1}$。

通常用 $D^*(\lambda_{pk})$ 表示与峰值波长相对应的归一化探测度值，$D^*(500k, 900)$ 表示用 500 开尔文黑体作为辐射源，调制频率为 900 赫兹的归一化探测度值，另外还需注明工作温度、背景温度、视场以及光敏面积等。

光谱响应

设 $P_{s\lambda}$ 表示波长为 λ 的单色辐射的辐射功率，$V_{s\lambda}$ 表示探测器所产生的信号电压，二者的比值称为光谱响应度，记为 $R_{v\lambda}$。

$$R_{v\lambda}=\frac{V_{s\lambda}}{P_{s\lambda}} \tag{21-12}$$

光谱响应度 $R_{v\lambda}$ 与辐射波长 λ 的关系称为光谱响应，$R_{v\lambda}$ 与 λ 的关系曲线称为光谱响应曲线。光子探测器的响应度是随波长变化的。热探测器的响应度 $R_{v\lambda}$ 与 λ 的关系曲线比较平坦。

光谱响应曲线有时用光谱探测度 D^* 与波长 λ 的关系曲线表示。图 21-10 表示硅、硫化铅、砷化铟、硒化铅、锑化铟、锗掺杂等光电探测器及S-1、S-20、S-25 光电发射器件的光谱响应曲线。图的上方两条曲线表示光电导探测器与光伏探测器的理论极限曲线。

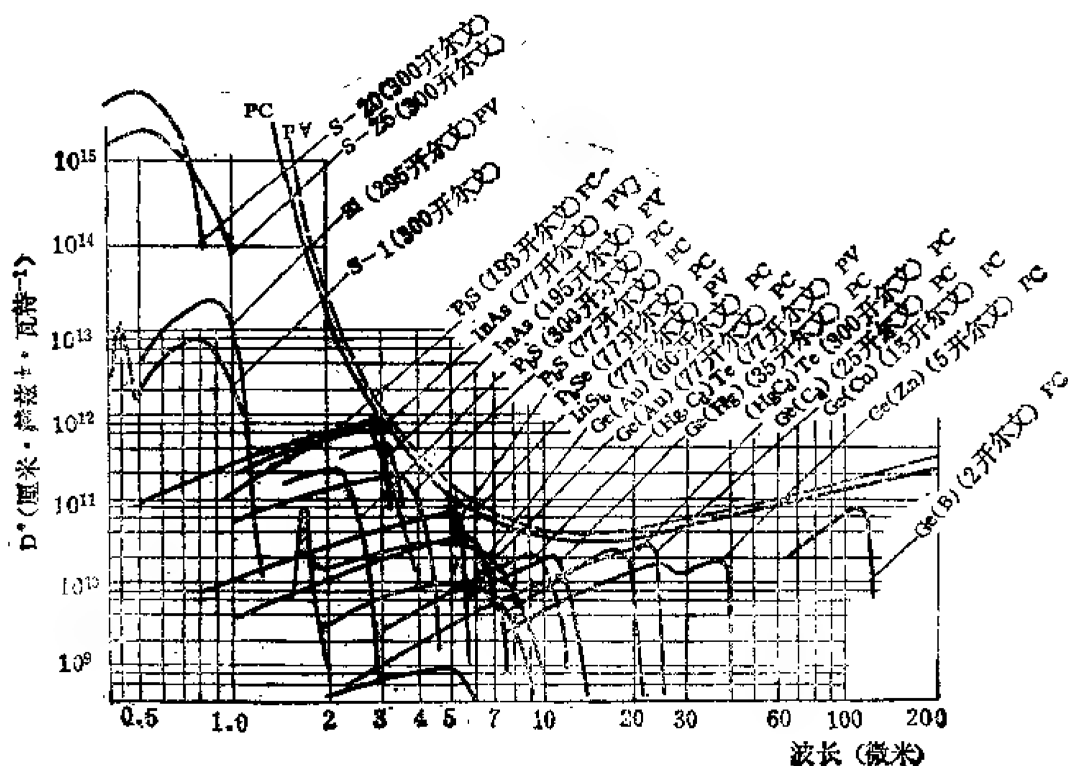


图 21-10　光电探测器的光谱响应曲线

频率响应

当辐射照射探测器时，产生的信号达到稳定值需要一定时间，当停止辐照时，信号完全消失也需要一定时间。这种滞后过程称为探测器的惰性。通常用响应时间 τ 来表示惰性的大小。

由于探测器存在惰性，当调制光照射探测器时，如果调制频率较低，则响应度不随调制频率变化，如果调制频率较高，则响应度随频率升高而下降，这种现象称为频率响应。大多数探测器的响应度 R 与调制频率 f 的关系可用下式来表示，即

$$R(f)=\frac{R_0}{(1+4\pi^2f^2\tau^2)^{1/2}} \tag{21-13}$$

式中 R_0 为 $f=0$ 时的响应度，τ 为响应时间。

表 21-5 是一些常见光电探测器性能的典型数据。

表 21-5　探测器性能典型数据

探测器	工作方式	有效光敏面积（厘米²）	光谱范围（微米）	峰值波长（微米）	响应度（伏特/瓦特）	探测度 D*，（厘米·赫兹$^{\frac{1}{2}}$/瓦特）	调制频率（赫兹）	工作温度（开尔文）	暗阻（欧姆）	响应时间（微秒）
Si	PC	ϕ0.1—0.77		1.06	0.46安培/瓦特	0.58—0.88 ×10^{12}	1K	300		10—50毫微秒
Si	PC	2.25—24.5（毫米）²		1.06	1.3×10^{4}	0.5—1 ×10^{10}	6M			25—75毫微秒
Si	PC			0.9	4×10^{7}	10^{13}	620	-40F	0.5M	100—300
Ge	PV	1毫米²	0.5—1.8	1.5		10^{11}	900	300		0.005
Ge	PC			1.5	0.4安培/瓦特	5×10^{10}		300		50
PbS	PC	6.25×10^{-4}—1.0	0.5—3.0	2.5	3×10^{4}	7.5×10^{10}	750	323（77）	0.5—1M	≤250
PbS	PC	<1×10^{-2}	0.5—2.8	2.2		9×10^{10}	1K	≤360	0.5M	350
PbS	PC	1—9毫米²	1—3.4	2.5	4.5×10^{5}	2.5×10^{11}		243		700
PbS	PC	0.0025—0.16	0.7—3.5	2.6	5×10^{6}	3×10^{11}	100	196	0.5—50M	≥500
PbS	PC	0.0625—100毫米²	1—3.5	2.4	10^{4}—10^{6}	8×10^{10}	600	298		250
PbS	PC	0.0025—0.16	0.1—4.0	3.2	5×10^{6}	1.2×10^{11}	100	77	1.5—50M	
PbS	PC	0.06—25毫米²	1—4.5	2.8	6×10^{5}	3×10^{11}		195		3000
InSb	PV	0.5	1.0—3.5	3.3	6×10^{3}	7×10^{10}	900	195	3K	1
InSb	PV	10^{-2}	1—3.2	3.1	5×10^{3}	4×10^{11}	900	77	1M	1
InAs	PV	1毫米²	1—3.2	3.1		4×10^{11}	900	77		0.7
InAs	PV	ϕ1毫米	1—3.4	3		3×10^{9}	900	77		1
InAs	PV	ϕ1毫米	1—3.8	3.4		2×10^{9}	900	196		1
PbSe	PC	1—4毫米²	1—4.7	4	4.2×10^{3}	4.5×10^{9}		300		1
PbSe	PC	<0.16	1.0—5.1	4.4		7.5×10^{9}	1K	≤360	2M	25
PbSe	PC		0.5—5.7	4.7	10^{6}	2×10^{10}	1K	193	2×10^{7}	25
PbSe	PC	0.0025—0.16	0.8—7.5	5.5	1×10^{4}	7×10^{9}	1K	77	740M	60
InSb	PC	1×10^{-2}—4×10^{-4}	≈7.5	6—6.3	0.4—6	8.5×10^{8}	800	300	30～130	100毫微米
InSb	PV	1.2毫米²	1—5	5.0		1.1—3 ×10^{11}	900	77		1

续表

探测器	工作方式	有效光敏面积 (厘米)^2	光谱范围 (微米)	峰值波长 (微米)	响应度 (伏特/瓦特)	探测度 D^*_λ (厘米·赫兹$^{\frac{1}{2}}$/瓦特)	调制频率 (赫兹)	工作温度 (开尔文)	暗阻 (欧姆)	响应时间 (微秒)
InSb	PV	0.001	1.0—5.5	5.0	10^5	1×10^{11}	900	77	1M	0.2
InSb	PV	6×10^{-6}—0.25	0.7—5.6	5.0	2.8安培/瓦特	1.1×10^{11}	10—1M	10—145	10^6-10^4	0.10
InSb	PV		≈5.7	5.3	2安培/瓦特	1×10^{11}	1K	77	10^6	<1.0
HgCd Te	PC	0.004英寸^2	3—5	4.6		$>1\times10^9$	10	300	>10	0.1
HgCd Te	PC	0.005—4毫米^2	1—5	4	10^3—10^5	10^9—10^{11}	10^4	300－77		0.2—2
HgCd Te	PC	6×10^{-6}—0.25	0.4—10	5.0	10^2—10^5	$>2\times10^9$	10K	+60°C (77)	>10	.1
Ge: Au	PC	0.034	2—11	5.0	10^3	6×10^9	900	77	100K	0.5
Ge: Au	PC	4×10^{-2}	1—9			6×10^9	900	77	250K	0.1
Ge: Au	PC	0.5—3毫米^2	<11	5.0		3×10^9		77	500K—1M	<50毫微秒
Si:In	PC	10^{-4}—10^{-1}	2—7.5	6.0		10^{10}	1K	50	10^6	10毫微秒—1.0
HgCd Te	PC	0.001—0.08英寸^2	3—8	5		$1-5\times10^{10}$	10K	77－215	50－1K	
HgCd Te	PC	6×10^{-6}—0.25	0.4—20	12	10^2—10^5	7.2×10^{10}	10K	77	10—100	<0.5
HgCd Te	PC	0.001—0.12英寸^2	8—14			2×10^{10}	1K—10M	77	10—50	
HgCd Te	PC	5×10^{-5}	3—12.5	11		3×10^{10}	1K	77	30	0.25
HgCd Te	PC	6.5×10^{-6}—0.1	2.5—24	12	30—50	$>2\times10^{10}$	2K	80	50	0.25
HgCd Te	PC	6.5×10^{-6}	2.5—24	12	30—50	$>1.5\times10^{10}$	10K		100	0.05
HgCd Te	PV	ϕ0.006—0.1英寸		10.6		1×10^9—1×10^{10}	200M带宽	77	500	
HgCd Te	PV	0.01—0.02毫米^2	8—12	10.6	10^3—10^4	1×10^{10}	800	77		
HgCd Te	PV	4×10^{-4}	8—14	10.6		3×10^{10}	1800	77	>1K	1毫微秒
HgCd Te	PV	10^{-4}	8—14			$\geq3\times10^{10}$	1800	77	≥3K	

续表

探测器	工作方式	有效光敏面积(厘米²)	光谱范围(微米)	峰值波长(微米)	响应度(伏特/瓦特)	探测度 $D^*\lambda$ (厘米赫兹$^{\frac{1}{2}}$瓦特$^{-1}$)	调制频率(赫兹)	工作温度(开尔文)	暗阻(欧姆)	响应时间(微秒)
PbSnTe	PV	0.008—3	0.5—14	10	15—4安培/瓦特	(1.5—3)$\times10^{10}$		77		1—2
PbSnTe	PV	0.05—1	5.5—12	9—11	6安培/瓦特	5×10^{10}		77		0.01
PbSnTe	PV	0.8	8—13	11	3安培/瓦特	2×10^{10}		77		0.5
PbSnTe	PV	0.0025—1毫米²	2—13	10		(1.5—3)$\times10^{10}$	780	77		1
PbSnTe	PV	0.0025—6毫米²	5—13	10.5		4×10^{10}	800	77		0.02
PbSnTe	PV	φ1毫米	8—13	11		2×10^{10}		77		0.2
PbSnTe	PV	φ1毫米	9—13	17		1×10^{10}		42		0.2
Ge:Hg	PC	10^{-4}—10^{-1}	2.0—14	11		3×10^{10}	1K	30	10^4	10毫微秒—1.0
Ge:Hg	PC	0.5—3毫米²	~14	10.6		1.7×10^{10}		5.27	500K	~50毫微秒
Ge:Hg	PC	3.14×10^{-7}	2—15	10—11	10^4	>1.5$\times10^{10}$	900	25	200K	0.05
Ge:Cd	PC	10^{-4}—10^{-1}	5—23	22		3×10^{10}	1K	20	10^4	10毫微秒—1.0
Ge:Cd	PC	10^{-4}—10^{-1}	5—23	22		3×10^{10}	1K	20	10^4	10毫微秒—10
Ge:Cu	PC		~24	18		2×10^{10}	1.8K	5	500K	
Si:Bi	PC	10^{-4}—10^{-1}	4—17	16		10^{10}	1K	20	10^5	
Si:Ga	PC	10^{-4}—10^{-1}	4—17	15		2×10^{10}	1K	18	10^5	
Si:Al	PC	10^{-4}—10^{-1}	4—18	17		2×10^{10}	1K	20	10^5	
Si:As	PC	10^{-4}—10^{-1}	6—25	23		2×10^{10}	1K	12	10^5	
Si:Sb	PC		6—33	28		1×10^{10}	1K	4	10^5	

第四节　热探测器的性能

一、高莱管

这种热探测器的光谱范围从250毫微米到1毫米，灵敏度高，且与探测器的面积大小无

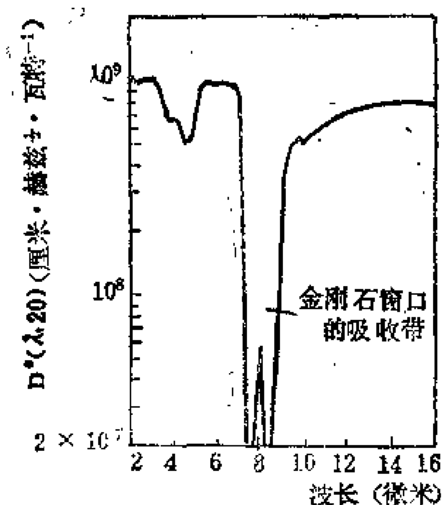


图 21-11　高莱管的 D^* 与 λ 的关系。（工作温度：环境温度、灵敏面积 $A=7.9\times10^{-2}$ 厘米^2 响应时间：10毫秒）

关。这种器件比较"娇气"，宜用于实验室静止场合。图 21-11 是高莱管的光谱响应曲线，图 21-12 是高莱管的频率响应曲线。

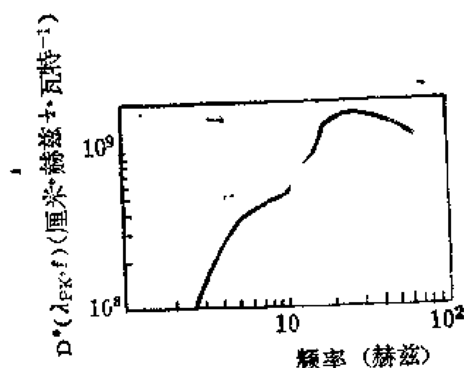


图 21-12　高莱管的 D^*与调制频率 f 的关系

二、热电偶与热电堆

热电偶具有中等灵敏度，但稳定度高，光谱响应与表面涂层的黑度有关，适合于实验室的仪器设备中使用。图 21-13 是 CsI 窗口的两个典型热电偶的光谱响应曲线。

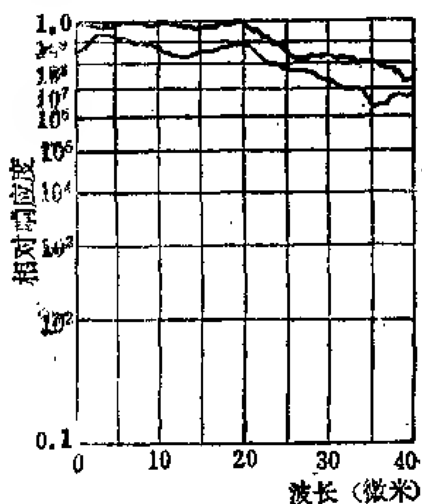


图 21-13　典型热电偶的光谱响应（CsI 窗口）

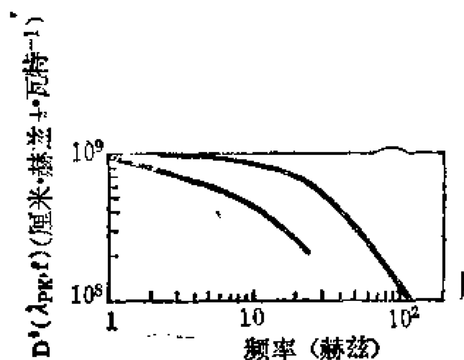


图 21-14　典型热电偶的 D^*谱频（二种型号）

表 21-6 和表 21-7 分别列举了几种热电偶和几种热电堆的性能。

表 21-6　热电偶的性能

材　　料	接收面积（毫米^2）	响应度（伏特/瓦特）	响应时间（毫秒）	通频带（赫兹）	等效噪声功率（瓦特）
铋-锑铋合金	1.5×3	2	100	60	1×10^{-7}
镍铬合金-镍铜	0.5×4	3.0	150	100	8×10^{-9}
半导体P-n	0.2×2	30	40	60	5×10^{-10}

表 21-7 锑铋薄膜热电堆的性能[2]

热偶对数	15	5	80	5	13
接收面积(毫米^2)	1×1	0.25×0.25	3.14	0.12×0.12	0.45×0.45
响应度(真空) (伏特/瓦特)	50	220	160	280	15[illegible]
响应时间(真空) (毫秒)	100	75	150	13	80
阻抗 (千欧)	63	10	47	5	10
等效噪声功率(瓦特)	2×10^{-10}	5.9×10^{-11}	1.7×10^{-10}	3.3×10^{-11}	
探测度D* (厘米·赫兹$^{\frac{1}{2}}$瓦特$^{-1}$)	5×10^{7}	4.2×10^{8}	1.0×10^{9}	3.6×10^{9}	4.4×10^{5}

三、热敏电阻

用锰、镍和钴的氧化物多晶材料制作的热敏电阻，其性能如表 21-8 所示。图 21-15 和图 21-16 分别表示典型的热敏电阻的频率响应曲线。

表 21-8 热敏电阻测辐射热计性能

材料	工作温度(开尔文)	响应度(伏特/瓦特)	等效噪声功率(瓦特/赫兹)	探测度(厘米·赫兹$^{\frac{1}{2}}$·瓦特$^{-1}$)	响应时间(秒)	接收面积(毫米^2)	暗阻(欧姆)
锰镍钴氧化物	295	57		1.1×10^{8}	10^{-2}	2×2	1.5×10^{6}
锰镍钴氧化物	295	105		1.7×10^{8}	2×10^{-2}	2×2	2×10^{5}
锰镍钴氧化物	295	205		2×10^{8}	10^{-2}	1×1	1.1×10[illegible]
锰镍钴氧化物	295	215		9.2×10^{7}	3×10^{-3}	0.4×0.4	2.5×10^{5}
锰镍钴氧化物	295	1.08×10^{3}		10^{8}	2×10^{-3}	0.12×0.12	3.6×10^{5}
锰镍钴氧化物	295	1.3×10^{4}		3.5×10^{8}	1.7×10^{-3}	0.12×0.12	2.3×10^{5}
锰镍钴氧化物	295	730	2.55×10[illegible]		5.9×10^{-3}	0.6	3×10^{6}
锰镍钴氧化物	295	3.46×10^{3}	1.14×10[illegible]		1.35×10[illegible]	0.58	[illegible]×10^{6}
钶氧化物	295	1.43×10^{4}	6×10^{-8}		0.2	7	1.5×10^{8}
钴铜氧化物	295	170	1.2×10^{-10}		2.2×10[illegible]	0.85×2	
钴铜氧化物	295	124	1.2×10^{-10}		5.8×10^{-3}	0.9×1.8	

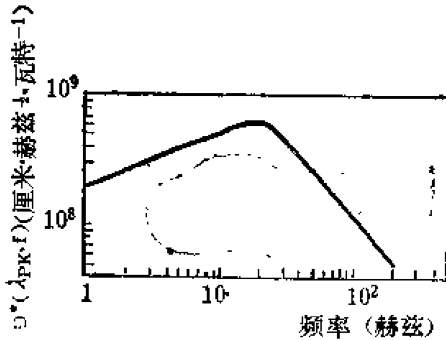


图 21-15 典型的热敏电阻的 D^* 频谱

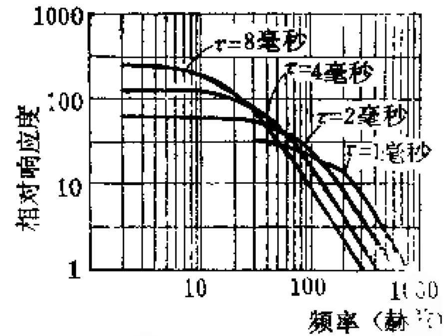


图 21-16 不同响应时间的热敏电阻的相对响应度和频率的关系（灵敏面积 $A=1\times1$ 毫米²）

四、热释电探测器

用硫酸三甘肽(TGS)单晶、钽酸锂(LT)单晶，铌酸锶钡(SBN)，锆钛酸铅（PZT）多晶陶瓷等材料制成的热释电探测器的性能列于表 21-9。热释电探测器由于光谱响应范围

表 21-9 一些热释电探测器的性能

探测器	波长(微米)	灵敏面积(毫米²)	响应度(伏特/瓦特)	探测度(厘米·赫兹$^{\frac{1}{2}}$·瓦特$^{-1}$)	响应时间(微秒)	最大损耗 P_{max}(瓦特/厘米²)
LT	0.2—500	0.85—20	05—10^6安培/瓦特	3×10^8	0.05×10^6	5
LT	7.5—14	0.19—20	1—2×10^6安培/瓦特	10^8		10
TGS	0.1—300	1		10^9	10^4	10
TGS	2—35		3×10^3	5×10^8	0.01—0.02	0.5
TGS		$0.5\times0.5\times10^{-2}$	4×10^3	5×10^8	1	
			10^4			
SBN	2—20	0.016—16	2.5×10^3—3×10^5	$10^8-5\times10^8$	5×10^4	10^{-2}
PT 钛酸铅		7.9×10^{-3}	40—60	$4\times10^7-6\times10^7$		
PLT 镧钛酸铅		7.9×10^{-3}	10—15	7×10^7		
TGFB 氟铍酸三甘肽	1—50	7×10^{-2}		1.5×10^8		
PZT				7×10^8		

宽，不需制冷，和其它热探测器相比具有灵敏度高、响应快的优点，其中以 TGS 晶体探测器性能最为优异，图 21-17，21-18，21-19，21-20，21-21 分别表示 TGS 探测器的性能曲线。在低频下，TGS 探测器的 NEP 与面积无关，一般 TGS 不适于大面积使用。TGS 还成功地作为热摄象管的靶面材料，但由于 TGS 的居里温度低，制作高能量用的探测器，PZT (居里温度 638 开尔文)比 TGS 适用。

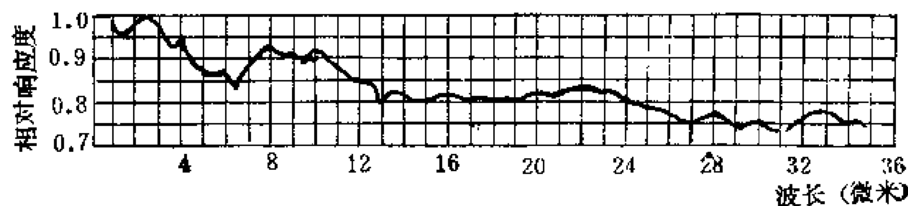


图 21-17 TGS 探测器的相对光谱响应

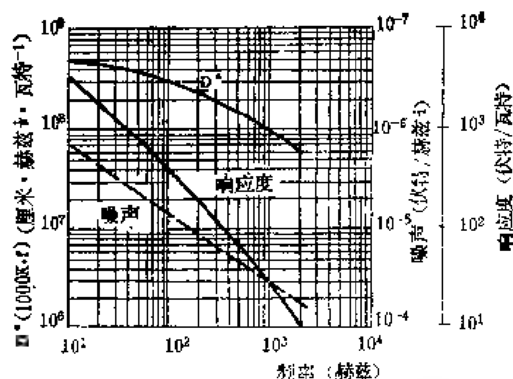


图 21-18 TGS 探测器的 D^*、响应度和噪声与频率的关系（灵敏面积 0.4×0.4 毫米²，工作温度299开尔文）

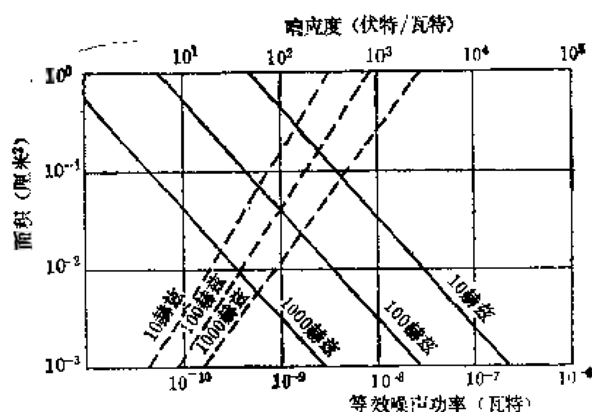


图 21-19 在不同频率下，TGS 探测器的等效噪声功率（虚线）和响应度与探测器面积之间的关系。

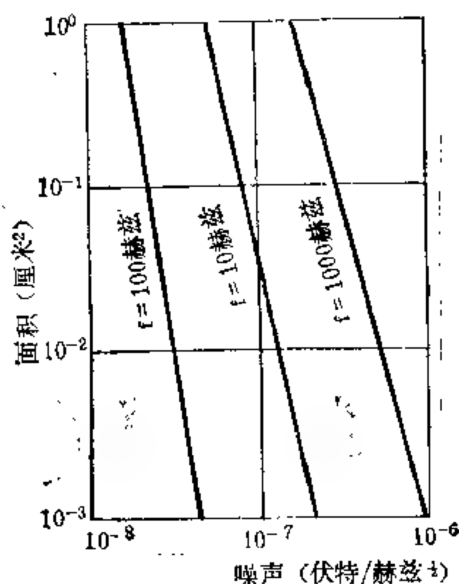


图 21-20 在不同频率下 TGS 的噪声与探测器面积之间的关系

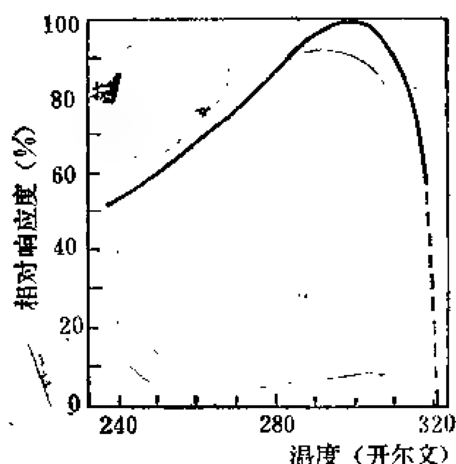


图 21-21 TGS探测器的相对响应度与温度的关系

五、低温测辐射热计

低温测辐射热计要求在极低的温度条件下工作，典型的材料有锑化铟、锗、碳、锡、硅、钛等，其性能见表21-10所示

锑化铟（I_nS_b）测辐射热计有加磁场和不加磁场两种工作方式，它的响应波长可达远红外，毫米波，但需液氦致冷工作。锑化铟测辐射热计的工作原理和普通热敏电阻不同，后者是晶格吸收辐射能通过碰撞传给电子，产生热激发载流子，导致自由载流子浓度的增加。前者是自由载流子直接吸收辐射能，导致自由载流子迁移率的改变。InSb 测辐射热计的主要性能参数如下：

①加磁场的测辐射热计：阻值为 500—5000欧姆，工作温度 1.6 开尔文，响应度 2×10^3 伏特/瓦特（在 $\lambda=1$ 毫米处），探测度 $D^*\geqslant10^{12}$ 厘米·赫兹$^{\frac{1}{2}}$/瓦特，响应时间<1 微秒。

表 21-10 低温测辐射热计的性能

材料	工作温度（开尔文）	响应度（伏特/瓦特）	等效噪声功率（瓦特/赫兹$^{\frac{1}{2}}$）	探测度 $\left(\frac{厘米赫兹^{\frac{1}{2}}}{瓦特}\right)$	响应时间（秒）	接收面积（毫米²）	暗阻（欧姆）
锗	1.7	4.2×10^4	4×10^{-12}		7×10^{-4}	1×5	
锗	1.5	4×10^4	9×10^{-13}		5×10^{-3}		
锗	4.2	2.5×10^4	7×10^{-13}		3×10^{-4}		
锗	4.2		1×10^{-13}		1×10^{-2}		
锗	2.0	4.5×10^4	5×10^{-13}		4×10^{-4}	15	
锗	0.37	2×10^6	3×10^{-14}		1×10^{-2}		
锗	0.1	3×10^7			1×10^{-2}	3×3	
碳	2.1	2.1×10^4	1×10^{-11}		1×10^{-2}	20	
碳	1.2	3.5×10^5	1×10^{-12}		1×10^{-2}	1×4	
锡	3.7	1.4×10^3	1×10^{-13}		3×10^{-6}	10	
硅	1.8	2.8×10^5	6×10^{-14}		1×10^{-2}	5×5	
硅	1.5	1.0×10^6	2.5×10^{-14}		1×10^{-2}		
钛	1.5	1.0×10^6	8.3×10^{-15}		8×10^{-3}	5×1	
锑化铟（加磁铁）	1.6	2×10^3		1×10^{12}	$<1\times10^{-6}$	5×5	500—5000
锑化铟	5	1×10^3		4×10^{11}	2.5×10^{-5}		100—150

②不加磁场的；工作温度 50 开尔文，响应度 10^3 伏特/瓦特，探测度 $D^*=4\times10^{11}$ 厘米·赫兹$^{\frac{1}{2}}$/瓦特（在 $\lambda=2$ 毫米处），响应时间为 0.25微秒，参看图 21-22 至 21-26。

锗测辐射热计，工作温度为 0.1 开尔文—4.2 开尔文，探测度 D^* 比锰、镍、钴氧化物热敏电阻约高两个数量级，光谱响应可达 1 毫米以上，可在远红外以及微波波段工作。参看图 21-27。

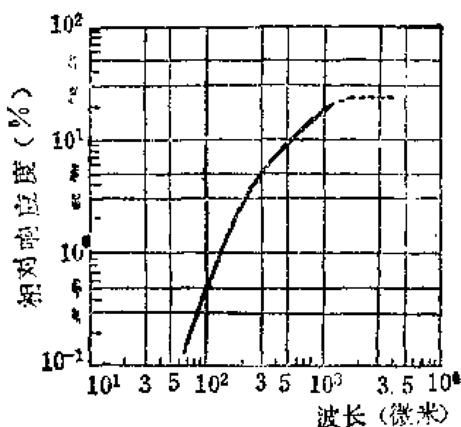


图 21-22 InSb 测辐射热计的相对光谱响应

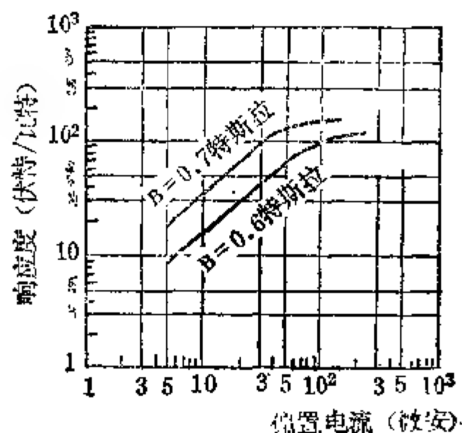


图 21-23 InSb 测辐射热计的响应度和偏置电流的关系

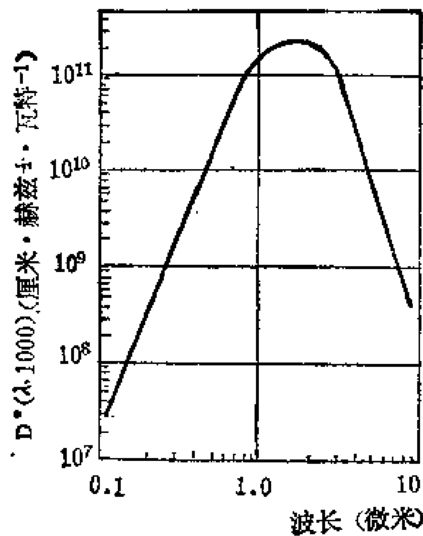


图 21-24　InSb 测辐射热计的 D^* 与 λ 之关系（$H=0$）

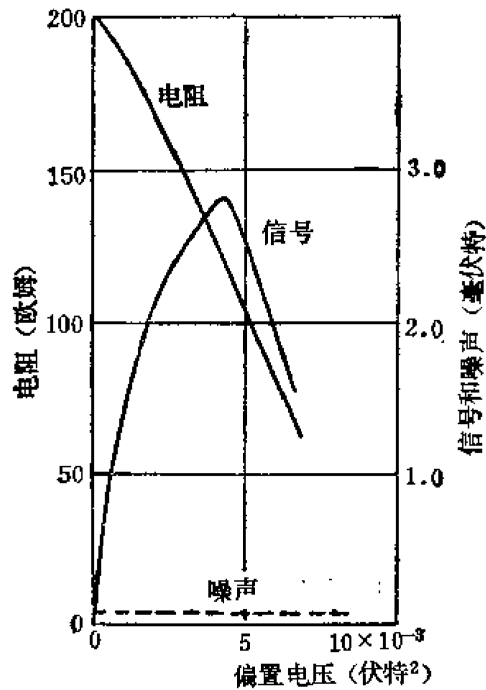


图 21-25　InSb 测辐射热计的电阻，信号和噪声与偏置电压平方的关系（工作温度5开尔文，$R_l=200$ 欧姆、增益 $M=2.4\times10^4$、频率 1100 赫兹）

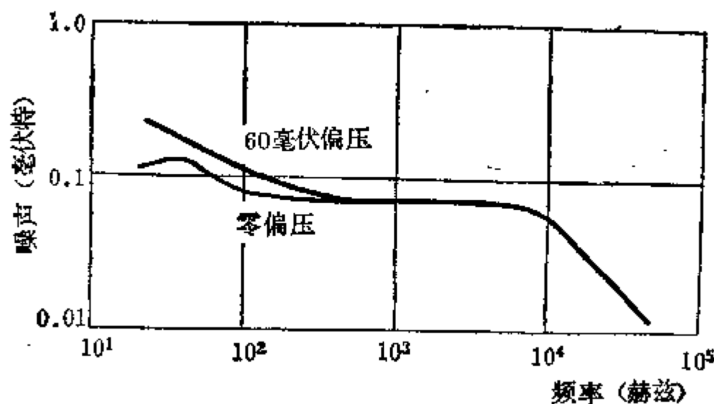


图 21-26　InSb 测辐射热计的噪声谱（工作温度 5 开尔文，$R_L=200$欧姆，增益M $=2.4\times10^4$，带宽$\Delta f=5.6$ 赫兹）

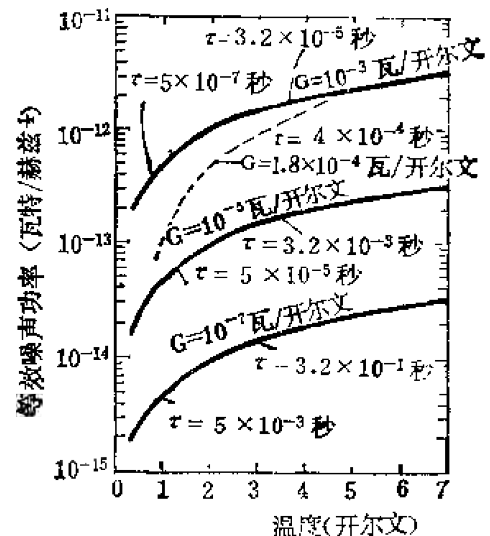


图 21-27　锗测辐射热计的 NEP 与温度的关系。实线是理论曲线$NEP=4T(KG)^{\frac{1}{2}}$，虚线是典型测辐射热计的测量值

第五节　光电发射器件的性能

光电发射器件有光电管和光电倍增管等。光电发射器件所用的光电阴极材料主要有银氧铯光电阴极、锑铯光电阴极，多碱光电阴极、以及负电子亲和势（NEA）光电阴极等。

图 21-28 中，S-1（AgOCs）、S-4（Cs_3Sb）、S-8（Cs_3Bi）、S-10（AgBiOCs）、S-11

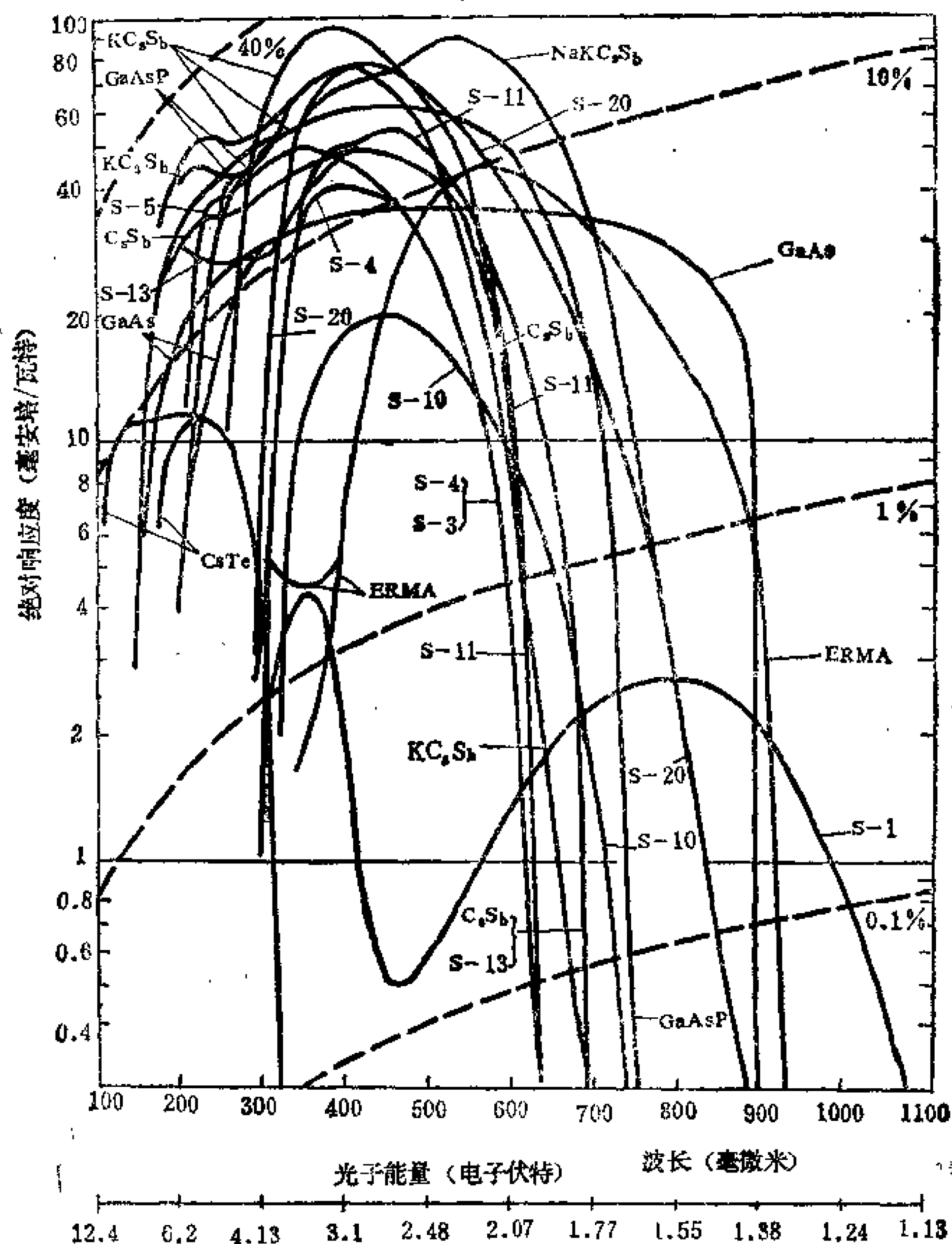


图 21-28 各种光电阴极的光谱响应曲线（虚线表示光电阴极的量子效率）

(Cs_3Sb) 、*S*-20 (Na_2KCsSb)用硅酸硼冕牌玻璃为窗口材料、*S*-5(Cs_3Sb)用透紫外玻璃为窗口材料、*S*-13(Cs_3Sb) 、*S*-19(Cs_3Sb) 用石英作窗口材料。图中 ERMA 表示光谱响应扩展到近红外以及红外区的多碱光电阴极。

S-20、*S*-25 都是双碱光电阴极材料 (Na-K-Cs-Sb) ，光谱响应有差别是由于它们的物理过程不相同（工作温度 300 开尔文）。

S-20、*S*-25 系同一种光电阴极材料 (K-Na-Cs-Sb) 但它们物理过程不相同。

对于任何波长，量子效率可表达为：

$$\eta=\frac{R\times 1239.5}{\lambda}$$

式中 η——量子效率；

R——光电阴极响应度，安培/瓦特；

λ——入射光波长，毫微米。

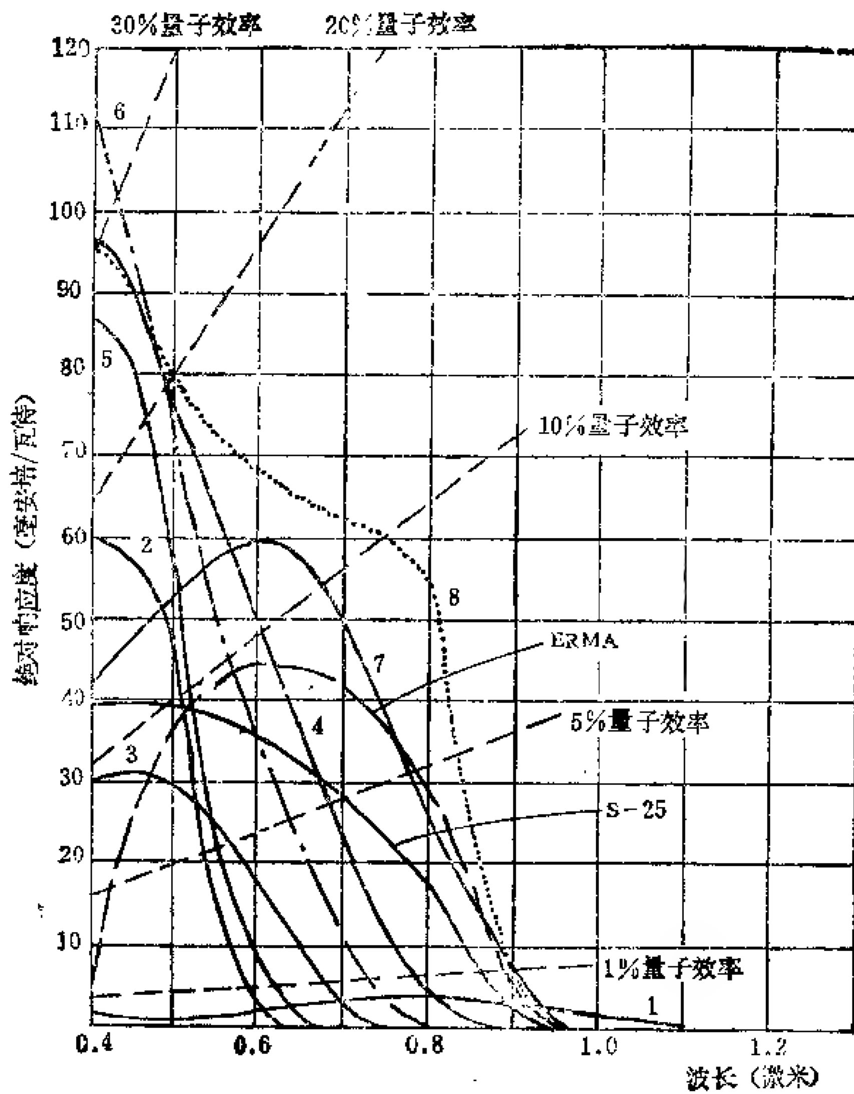


图21-29 光电阴极的响应度和量子效率与波长的关系。1. S-1，2. S-11，3. S-10，4. S 20，5. K_2CsSb，6. $Cs_3Sb(O)$，7. NaKCsSb，8. GaAs(Cs)。

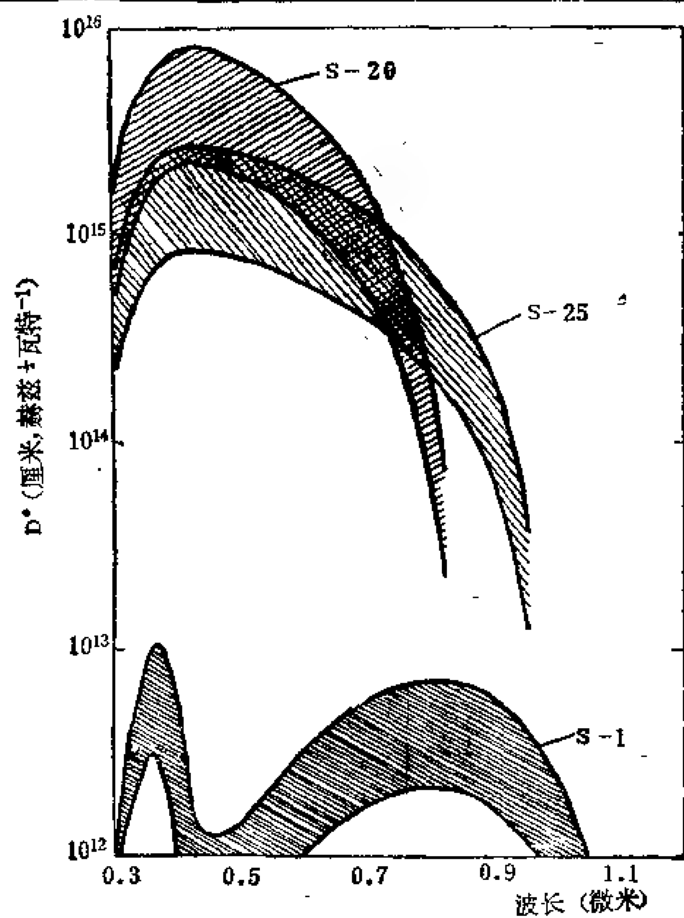


图 21-30 未致冷的光电倍增管的光谱响应。

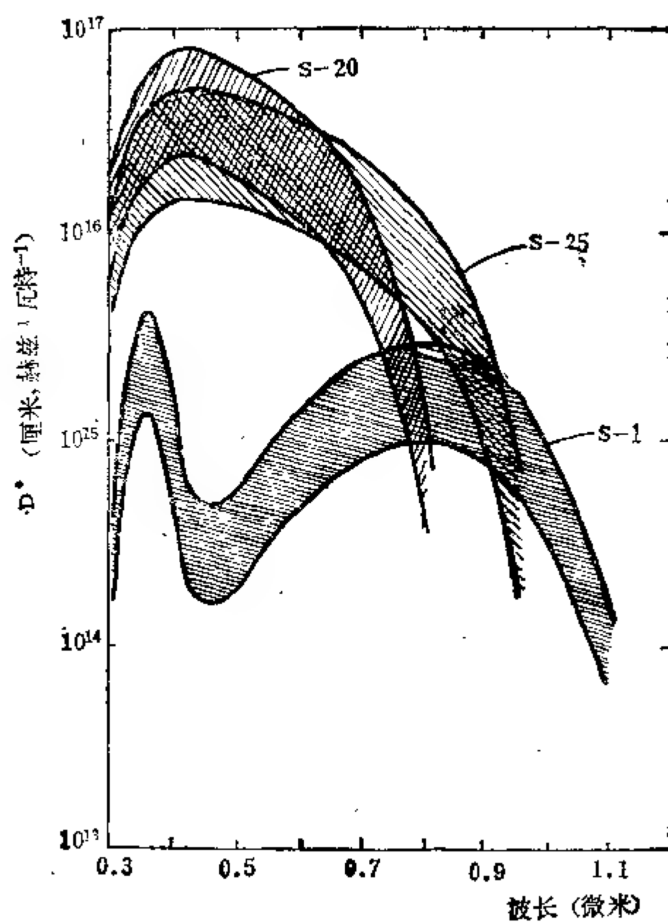


图 21-31 致冷的光电倍增管的光谱响应(T=200 开尔文)

零五

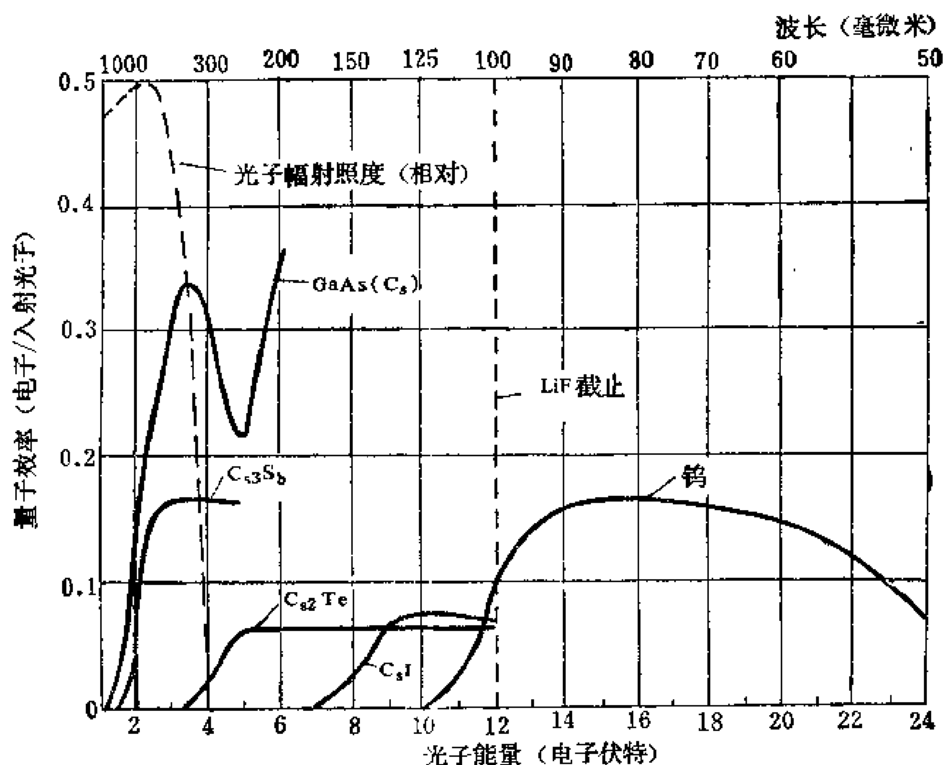


图 21-32　几种光电管的量子效率与波长的关系

第六节　硅、锗光电二极管的性能

一、硅光电二极管

硅光电二极管分四种类型，Ⅰ型为高灵敏度硅光电二极管，Ⅱ型为快速响应、灵敏度稍低的硅光电二极管，Ⅲ型为大面积型硅光电二极管，Ⅳ型为高速响应扩展到红光的硅光电二极管。

（一）Ⅰ型硅光电二极管的主要性能

探测度：$D^*(\lambda_{pk})\approx10^{12}$ 厘米·赫兹$^{\frac{1}{2}}$/瓦特

量子效应：$\eta>90\%$　　（加抗反射膜）

噪声：见图21-35，21-36

电容：电容与光敏面积成正比，且随着温度上升有微小增加，

响应度：见图 21-33

光敏面积：线度为 0.05—25 毫米

工作温度：环境温度

（二）Ⅱ型硅光电二极管主要性能

探测度：$D^*(\lambda_{pk})=6\times10^{11}$ 厘米·赫兹$^{\frac{1}{2}}$/瓦特；

响应度：见图 21-33；

响应时间：～3 毫微秒；

光敏面积：1 毫米^2。

（三） Ⅰ型硅光电二极管主要性能

探测度：$D^*(0.9$微米，$270) = 4\times10^{12}$厘米·赫兹$^{\frac{1}{2}}$/瓦特；

响应度：见图 21-33；

响应时间：～10 毫微秒（$V_R = 100$ 伏特，$R_L = 50$ 欧）；

光敏面积：2×2，5×5，10×10 毫米^2。

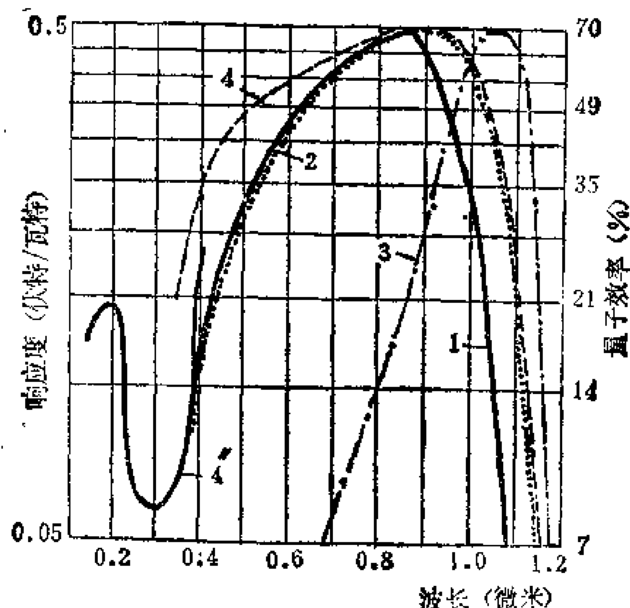


图 21-33 硅光电二极管的光谱响应。1，2，3，4 分别代表Ⅰ型，Ⅱ型，Ⅲ型，Ⅳ型硅光电探测器。

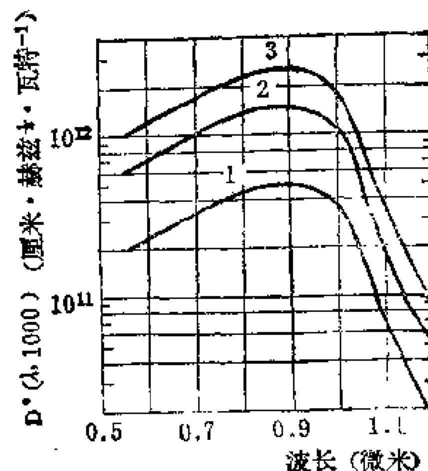


图 21-34 Ⅰ型硅光电二极管的光谱响应。1，2，3 分别表示面积为 0.02，0.2，1.0厘米^{2}的硅光电二极管。

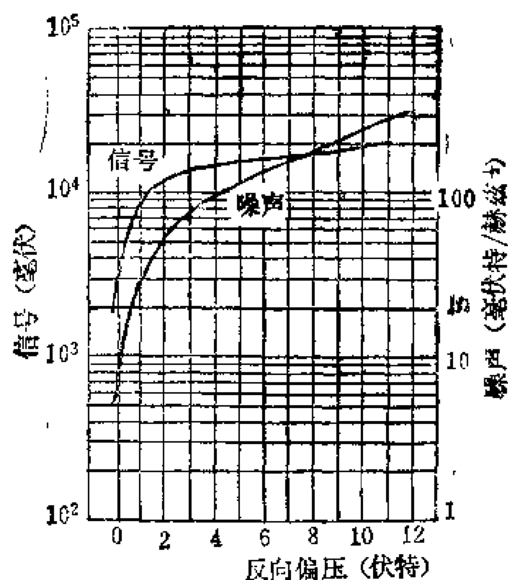


图 21-35 硅光电二极管的信号和噪声与反向偏压的关系。图中以Ⅰ型光电二极管为样品，负载电阻$R_L = 10$ 兆欧姆。

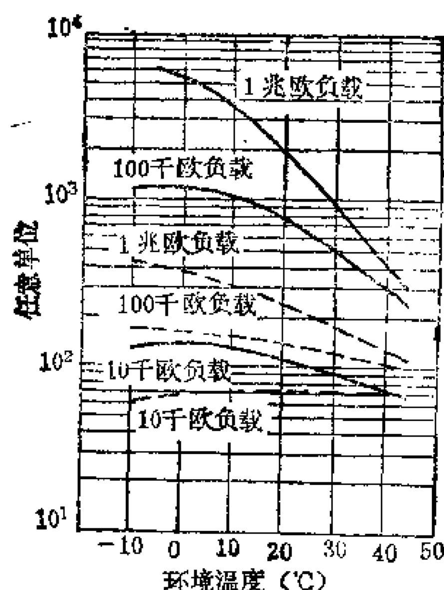


图 21-36 硅光电二极管的相对信号和噪声与温度的关系。图中以Ⅰ型硅光电二极管为样品零偏压，实线代表信号，虚线代表噪声。

（四）Ⅳ型硅光电二极管主要性能

探测度：$D^*(\lambda_{PK}) = 5\times10^{12}$ 厘米·赫兹$^{\frac{1}{2}}$/瓦特

（$V_R=0$，$R_L=40$兆欧）；

$D^*=10^{12}$ 厘米·赫兹$^{\frac{1}{2}}$/瓦特

（$V_R=60$ 伏特，$R_L=50$ 欧）；

响应时间：～2 毫微秒，

（$V_R=60$ 伏特，$R_L=50$ 欧）；

工作温度：环境温度；

光敏面积：5×5 毫米^2。

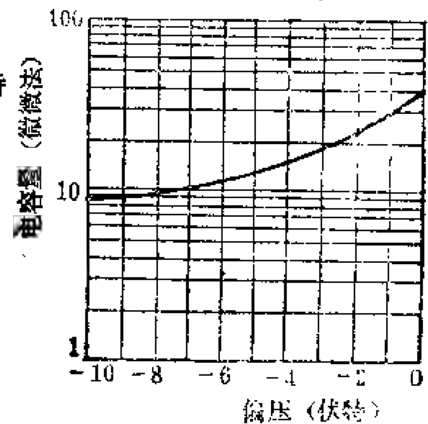


图 21-37　硅光电二极管（Ⅰ型）的结电容与偏压的关系（光敏面积 $A=2\times2$ 毫米^2）

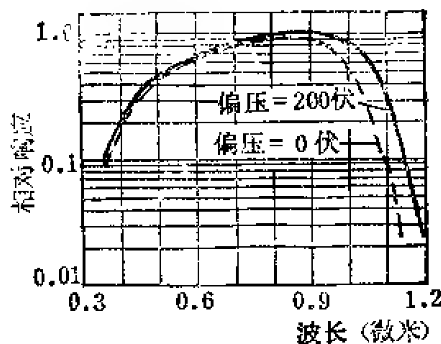


图 21-38　硅光电二极管在不同偏压下的光谱响应

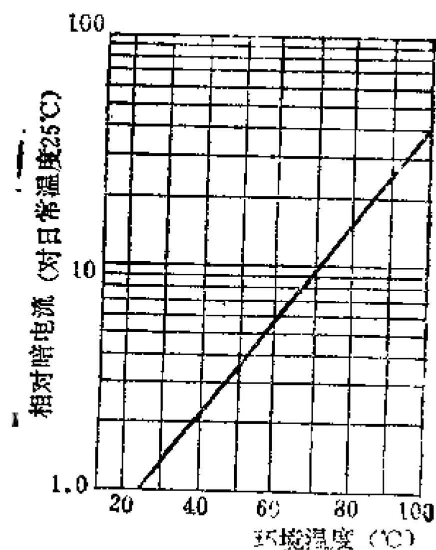


图 21-39　硅光电二极管（Ⅱ型）暗电流与温度的关系（偏压－100 伏特）

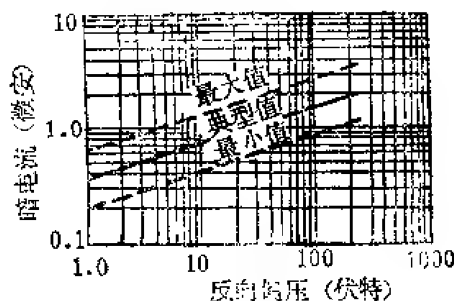


图 21-40　硅光电二极管（Ⅱ型）暗电流与偏压的关系（光敏面积 $A=1\times1$ 毫米^2）

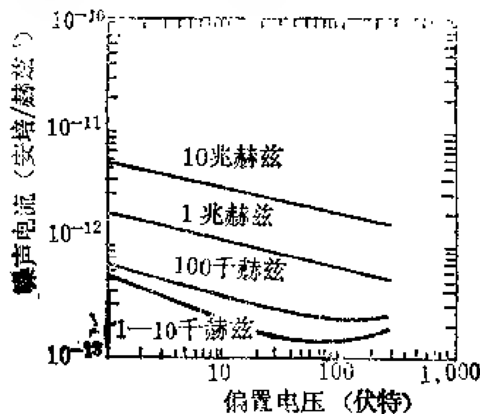


图 21-41　硅光电二极管（Ⅲ型）在不同频率条件下的噪声电流与偏压关系（光敏面积 $A=0.05$ 厘米^2）

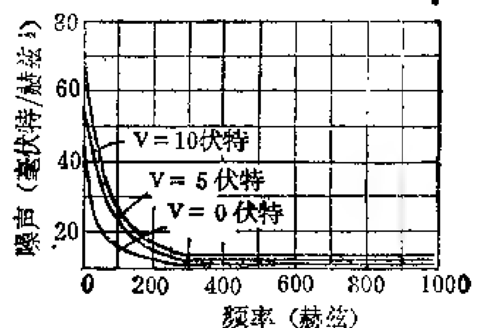


图21-42　硅光电二极管（Ⅳ型）的噪声频谱（$V_R=0$，5，10 伏特，$R_L=1$ 兆欧）

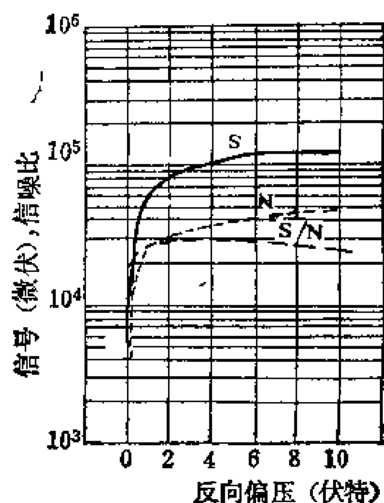


图 21-43　硅光电二极管（IV型）的信号、噪声和信噪比与反向偏压关系(R_L = 2.5 兆欧，Δf = 15 赫兹)

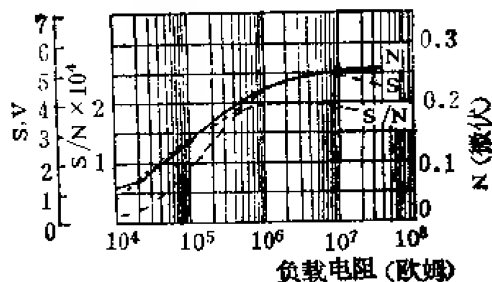


图 21-44　硅光电二极管的信号、噪声和信噪比与负载电阻的关系（零偏压，频率 270 赫兹）

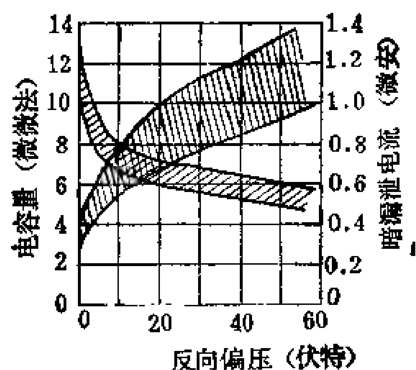


图21-45　硅光电二极管（IV型）结电容和暗电流与反向偏压的关系

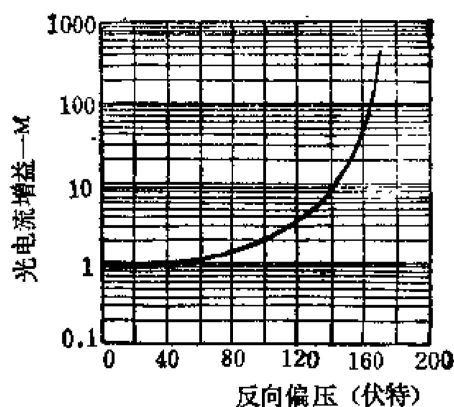


图 21-46　硅光电二极管的光电增益与反向偏压的关系（工作温度 25°C）

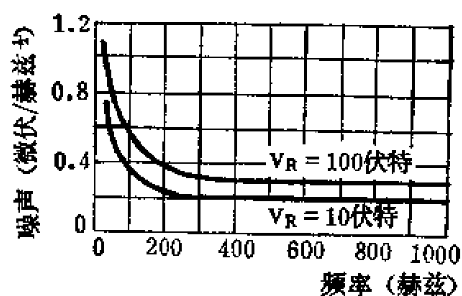


图 21-47　硅光电二极管的噪声谱（III 型）(R_L = 1 兆欧)

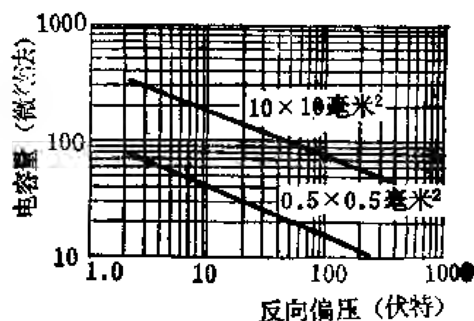


图 21-48　硅光电二极管（III 型）的结电容与反向偏压的关系

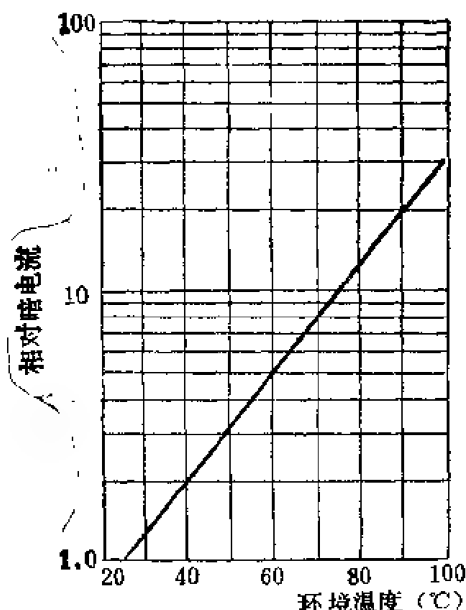


图 21-49 硅光电二极管（III 型）的相对暗电流与温度的关系（$V_R = 100$ 伏特）

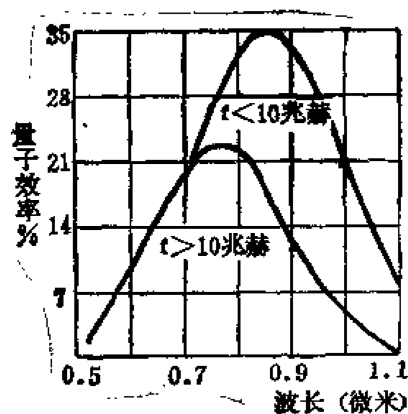


图 21-50 硅光电二极管的量子效率与波长的关系（工作温度 298 开尔文，增益 $M = 100$）

二、锗光电二极管

锗光电二极管响应范围从可见光到 1.8 微米，对于高响应器件通常用零偏置，对于高速器件通常用高反向偏压，锗光电二极管分为二种类型。Ⅰ型锗光电二极管峰值波长为1.55微米，Ⅱ型锗光电二极管峰值波长为 1.75 微米。

Ⅰ型和Ⅱ型锗光电二极管主要性能：

探测度：

$$D^*(\lambda_{PK},270)=\begin{cases}8\times 10^{10}\text{厘米}\cdot\text{赫兹}^{\frac{1}{2}}/\text{瓦特（Ⅰ型）}\\5\times 10^{10}\text{厘米}\cdot\text{赫兹}^{\frac{1}{2}}/\text{瓦特（Ⅱ型）}\end{cases}$$

量子效率：$\eta > 50\%$（加抗反射膜）；

响应度：$R = 1.0$ 安培/瓦特；

电容：与硅光电二极管相似；

噪声：$\frac{1}{f}$ 噪声；

响应时间：

Ⅰ型 50 毫微秒（上升时间）；

Ⅱ型 40 毫微秒（上升时间）；

光敏面积：

Ⅰ型 1 毫米²；

Ⅱ型 5 毫米²；

工作温度：环境温度。

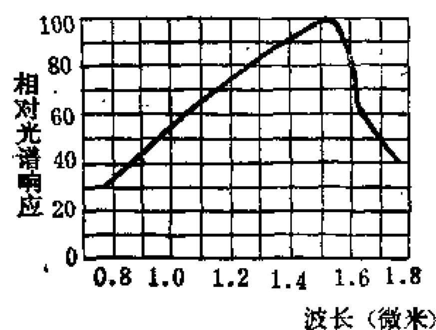


图 21-51 锗光电二极管（Ⅰ型）的光谱响应（298 开尔文）

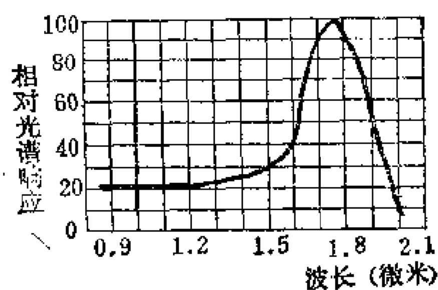


图 21-52　锗光电二极管（II 型）的光谱响应（293 开尔文）

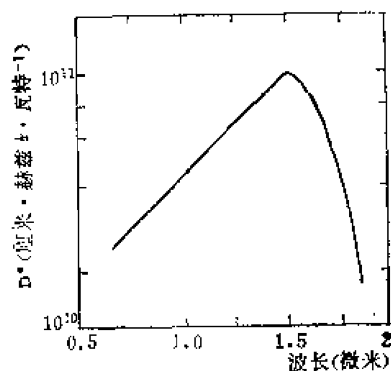


图 21-53　锗光电二极管的 D^* 与波长的关系（300 开尔文）

第七节　硫化铅和硒化铅光电探测器的性能

一、硫化铅光电探测器

硫化铅是最早和最成功地做成红外探测器的材料之一，光谱响应范围是 1.3—3.0 微米，响应度高，可在室温条件下工作，价格低廉，至今仍是常用的红外探测器的材料。

硫化铅探测器材料的制备方法，可分为化学法和物理法两种，见表 21-11所示。

在不同温度下，多晶薄膜硫化铅探测器性能如表 21-12 所示，其中室温型记为（ATO），中温型记为（ITO），低温型记为（LTO）。

表 21-11　硫化铅探测器的制备方法

制备方法	化学法			物理法	
	室温敏化法（柯达法）	中温敏化法（联胺法）	高温敏化法	蒸发法	外延法
晶体类型	多晶薄膜	多晶薄膜	多晶薄膜	多晶薄膜	单晶
器件类型	光导	光导	光导	光导	光导或光伏
响应时间（微秒）	100—250（300开尔文）	100—300（300开尔文）	100—150（300开尔文）	100—50（300开尔文）	30（77开尔文）
工作温度	室温型 中温型 低温型	室温型 中温型	中温型 低温型	中温型 低温型	低温型
主要材料	硝酸铅 硫脲 氢氧化钠 亚流酸钠 其它	醋酸铅 联氨或水合肼 氢氧化钠 硫脲 其它	醋酸铅 硫脲 氢氧化钠 其它	硫、铅	氯化钠等晶体，硫、铅

表 21-12　不同温度下硫化铅探测器性能

工作温度	室温型295开尔文	中温型 195 开尔文	低温型 77 开尔文
响应时间(微秒)	150—300	800—4000	500—3000
暗阻(兆欧/方)	0.3—2	5—10	10—20
响应度(伏特/瓦特)	10^4	10^5	10^6
D*(峰值)/D*(500K)	94	48	20
光谱响应(微米)	1—3.5	1—4	1—4.5

图 21-54 到图 21-61，分别说明了在几种不同工作温度下，硫化铅探测器的光谱响应、频率响应、噪声谱以及探测度和温度的关系，峰值响应度和光敏面积的关系。

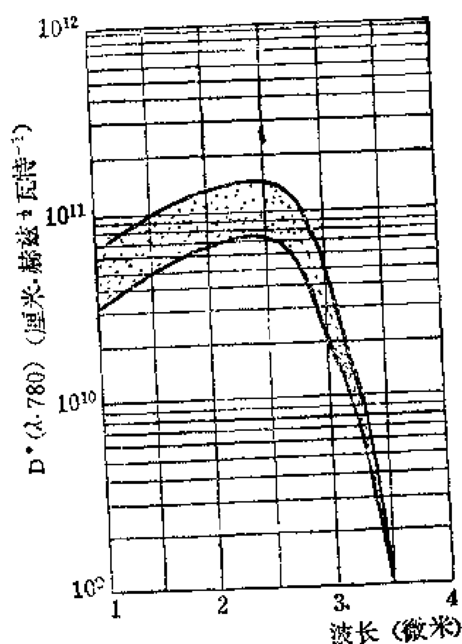


图 21-54　在 295 开尔文条件下硫化铅探测器（ATO）的光谱响应（视场2π，背景温度 295 开尔文）

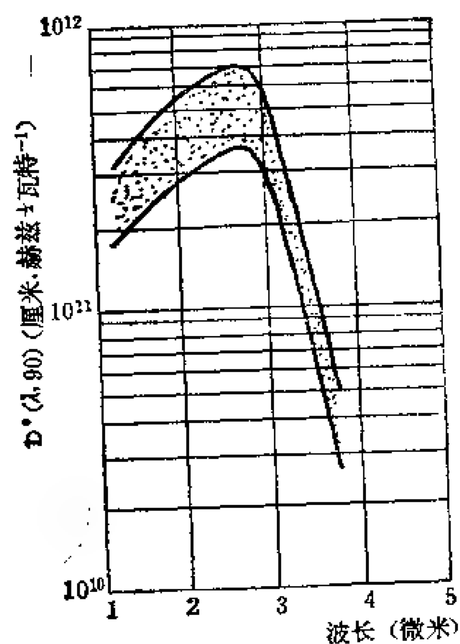


图 21-55　在 193 开尔文条件下硫化铅探测器（ITO）的光谱响应（视场2π，背景温度295 开尔文）

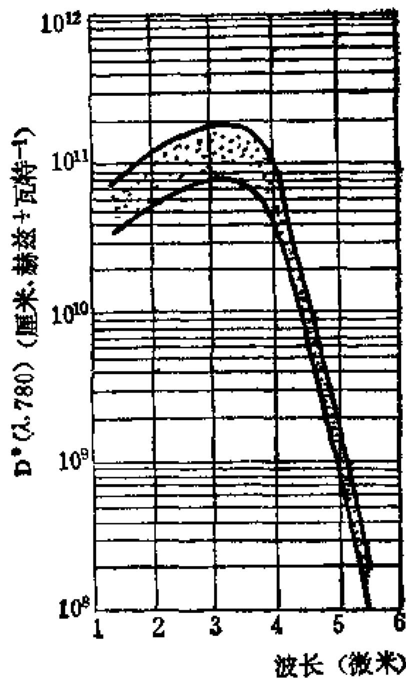


图 21-56 在 77 开尔文条件下硫化铅探测器(LTO)的光谱响应(视场 2π,背景温度 295 开尔文)

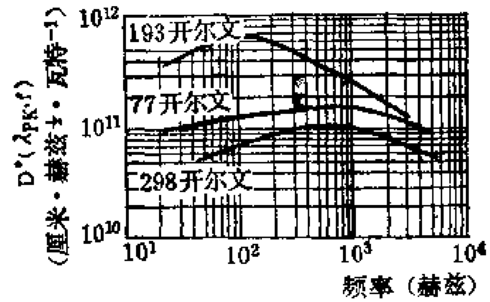


图 21-57 在不同温度条件下硫化铅探测器的探测度与频率关系(视场 2π,背景温度 295 开尔文)

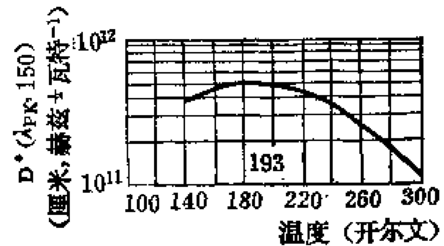


图 21-58 硫化铅(ITO)探测器的探测度和温度的关系(视场 2π,背景温度 295 开尔文)

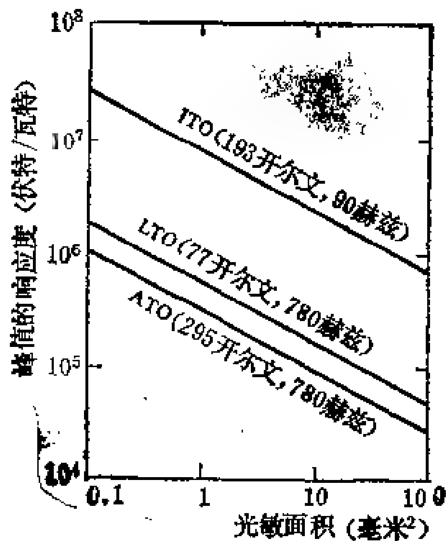


图 21-59 硫化铅探测器的峰值响应度和光敏面积的关系

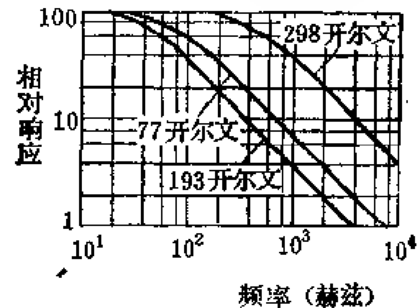


图 21-60 硫化铅探测器的相对响应度和频率的关系

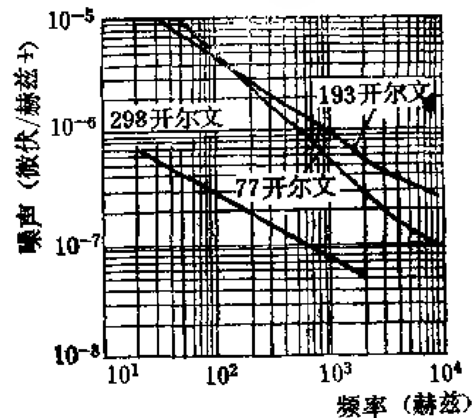


图 21-61 硫化铅探测器的噪声和频率的关系(光敏面积 $A = 1 \times 1$ 毫米²)

二、硒化铅光电探测器

硒化铅（PbSe）光电探测器与硫化铅一样，也是一种多晶薄膜型光电导探测器，可以在室温295开尔文下工作，也可以在中温193开尔文、低温77开尔文工作，分别记为ATO，ITO和LTO，硒化铅的响应速度比硫化铅快，在室温条件下，光谱响应范围从3.3微米到5微米，在中温条件下，硒化铅一般用温差电势的方式进行致冷，在77开尔文工作条件下，硒化铅的长波响应比锑化铟延长约1微米，硒化铅探测器的性能参数如表21-13所示。

表 21-13 硒化铅探测器的性能

工作温度	室温型295开尔文	中温型193开尔文	低温型 77 开尔文
响应时间(微秒)	≈2	30	40
暗阻(兆欧/方)	<10	<10	<10
光敏面积(直径毫米)	≥0.05	≥0.05	≥0.05
D*(峰值)/D*(500K)	10	5.5	3.5(硅窗口) 4.0(宝石窗口)

图21-62到图21-69，分别说明了在几种不同工作温度下，硒化铅探测器的光谱响应、频率响应、噪声谱，硒化铅探测器峰值响应度和光敏面积的关系以及探测度和温度的关系。

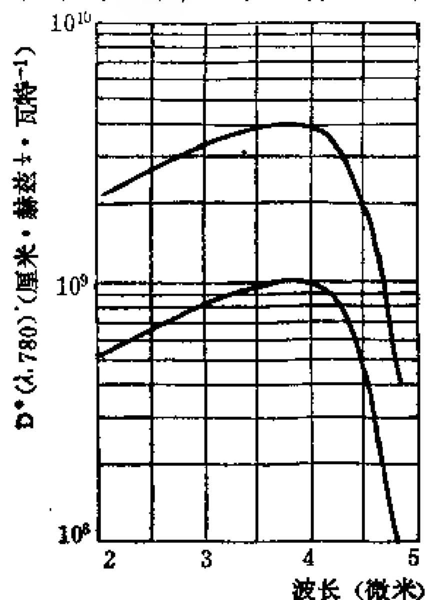


图 21-62 在295开尔文工作温度下，硒化铅探测器（ATO）的光谱响应

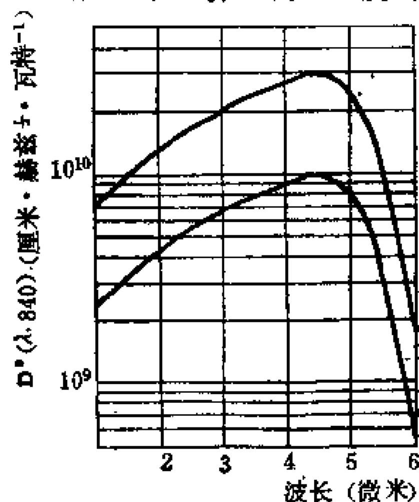


图 21-63 在193开尔文工作温度下，硒化铅探测器（ITO）的光谱响应

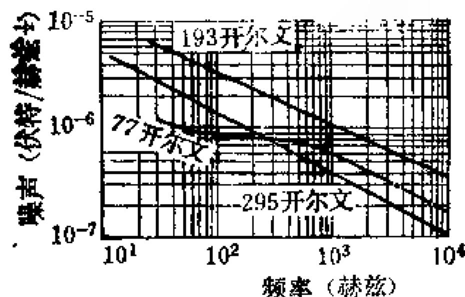


图 21-64 硒化铅探测器（ATO，ITO和LTO）的噪声与频率的关系

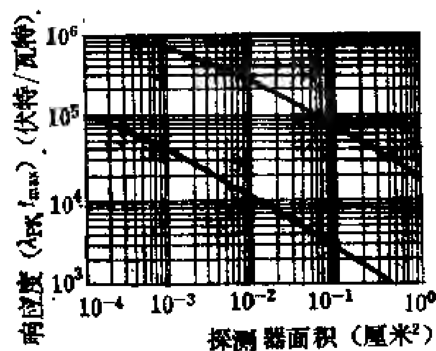


图 21-65 硒化铅探测器（ITO和LTO）的峰值响应度与光敏面积的关系

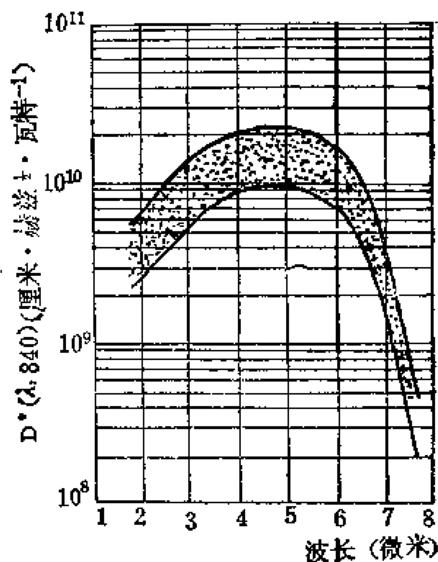


图 21-66 硒化铅探测器（LTO）用硅窗口时的光谱响应

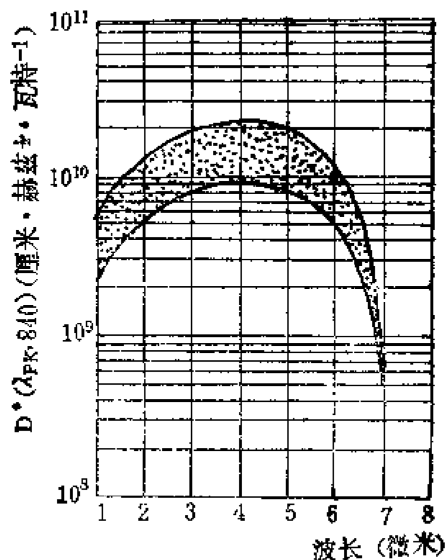


图 21-67 硒化铅探测器（LTO）用兰宝石窗口时的光谱响应

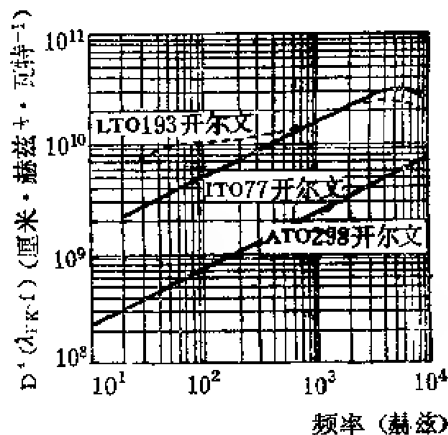


图 21-68 硒化铅探测器的峰值探测度与频率关系

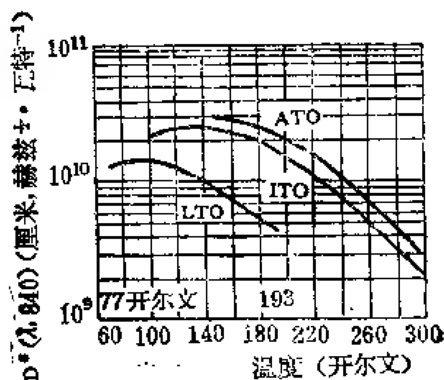


图 21-69 硒化铅探测器的探测度和温度的关系

第八节 砷化铟和锑化铟探测器的性能

一、砷化铟探测器

砷化铟探测器是单晶本征光伏器件，适用于1—4微米光谱范围，在室温下砷化铟具有良好的响应度，响应时间为亚微秒，在工作温度为195开尔文，光谱范围为1—3微米时，砷化铟的探测度大于或等于其它任何探测器。砷化铟探测器的性能参数：

探测度：$D^*(\lambda_{pk})/D^*(500\ k)=28$；

量子效率：见图 21-72；

噪声：见图 21-73，21-74；

二极管电容：<0.01微法/厘米²；

响应时间：<0.5微秒；

光敏面积：≈1.0毫米²；

工作温度：77—300开尔文。

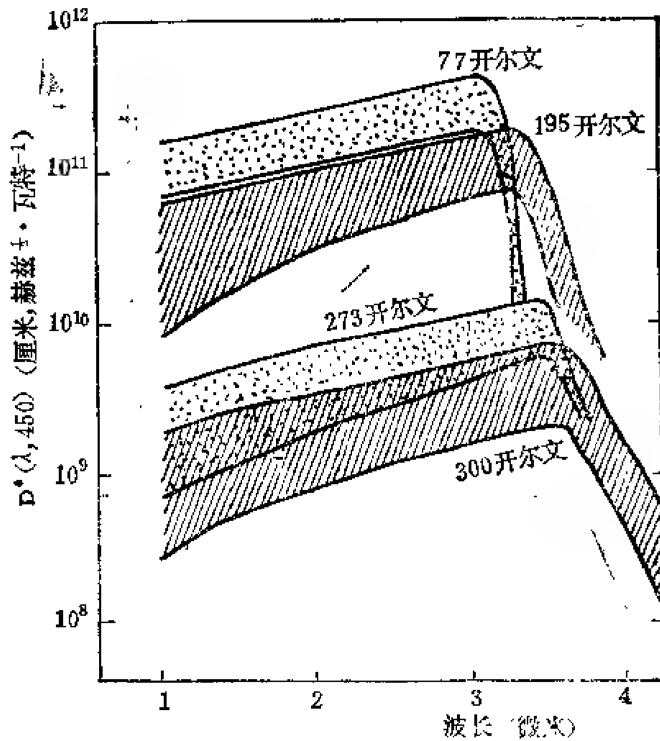


图 21-70 砷化铟探测器的光谱响应

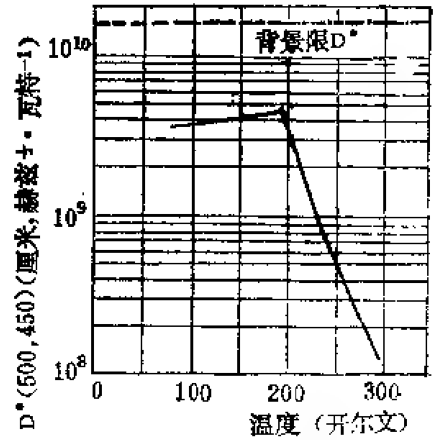


图21-71 砷化铟探测器的探测度与温度的关系(视场2π)

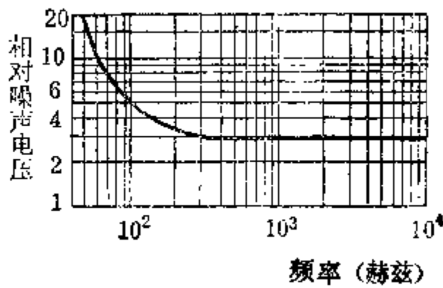


图21-73 砷化铟探测器的噪声频谱

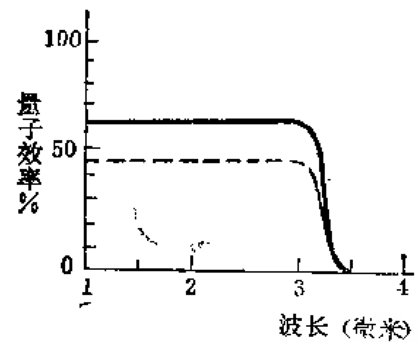


图 21-72 砷化铟探测器的量子效率与波长的关系(工作温度 77开尔文)

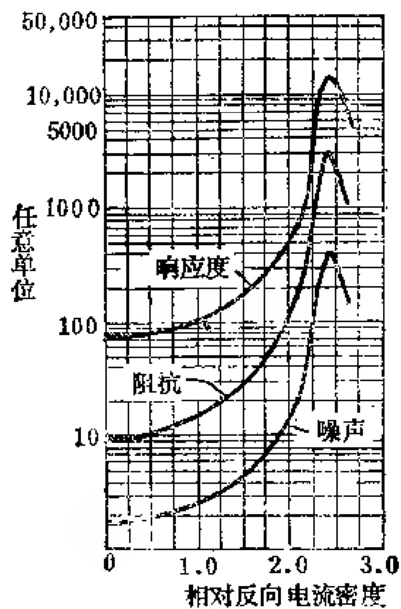


图 21-74 砷化铟探测器的阻抗、响应度和噪声与反向电流的关系(工作温度 300开尔文)

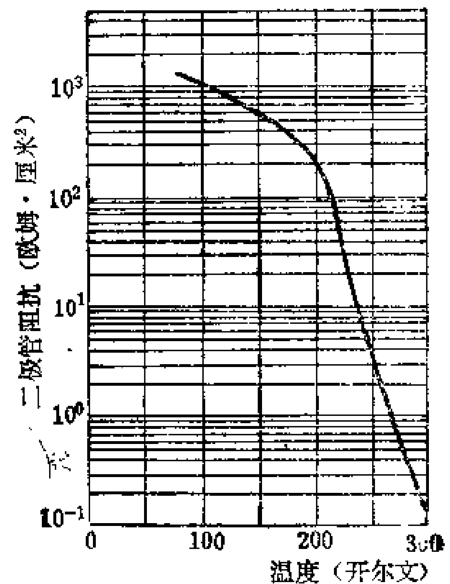


图 21-75 砷化铟探测器的直流短路阻抗与温度的关系

二、锑化铟探测器

锑化铟探测器有光导型，光伏型、光磁电型和远红外探测器四种，本节主要讲前两种。光伏型锑化铟探测器，一般在接近直流短路状态下工作，可以得到最佳探测度 D^* 和响应度 R_p。

致冷光导型锑化铟探测器具有和致冷光伏型锑化铟探测器相似的光谱探测度。

锑化铟探测器在工作温度为 77 开尔文和 300 开尔文情况下，它的性能如表 21-12 所示。

表 21-12　InSb 在 77 开尔文和 300 开尔文时的性能

工作温度	77 开尔文	300 开尔文
峰值波长 λ_m(微米)	5.1	6
截止波长 λ_c(微米)	5.3	7.5
D*(峰值)/D*(500 开尔文)	5.5	3.3
量子效率 η	≈0.6	0.6
噪声(毫微伏/赫兹$^{\frac{1}{2}}$)	2.0	0.3
响应时间(微秒)	10—15	40毫微秒
响应度(伏特/瓦特)	10^4	1
暗阻	5千欧/方	30—130欧姆/方
光敏面积	0.1×0.1—10×10毫米^2	6×0.5毫米^2
灵敏均匀性	±15%	

图 21-76 到图 21-81 表示光伏型锑化铟探测器的性能曲线，其工作温度为 77 开尔文，背景温度为 300 开尔文。图 21-82 到图 21-88 表示光导型锑化铟的性能曲线。

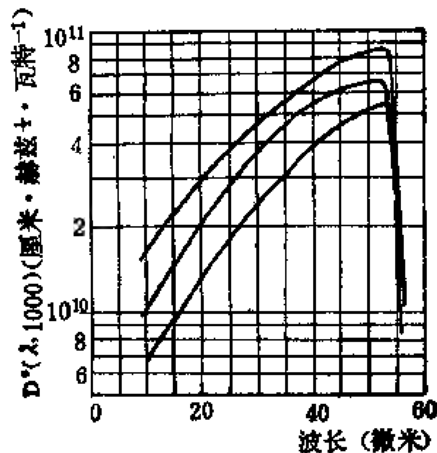


图 21-76　光伏型锑化铟探测器的光谱响应。三条曲线表示取三种不同光敏面积，上方曲线光敏面积为 10^{-4}—10^{-2} 厘米^2，中间曲线为 10^{-2}—10^{-1} 厘米^2，下方曲线为 10^{-1}—1.0 厘米^2（视场 2π）

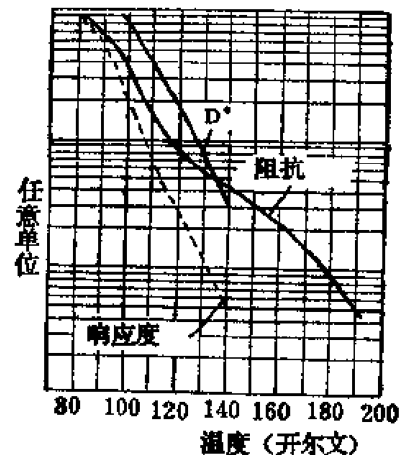


图 21-77　光伏型锑化铟探测器的相对探测度、响应度和噪声与温度的关系（视场 2π）

光磁电锑化铟探测器，不需致冷，响应波长可达 7 微米，具有中等灵敏度和较高的响应速度（比热探测器快），无需偏置，但需要磁铁，同时性能不如光导、光伏型锑化铟探测器

的好，目前基本上不采用。图 21-89 表示光磁电锑化铟探测器的光谱响应。

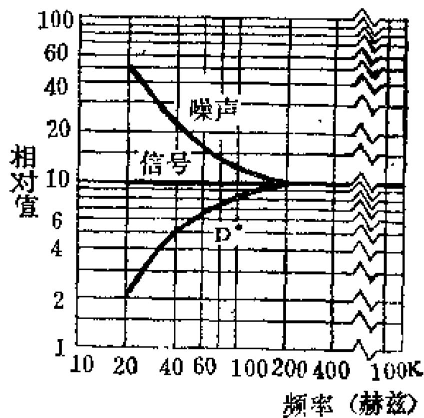


图 21-78　光伏型锑化铟探测器的信号、噪声、探测度与频率的关系

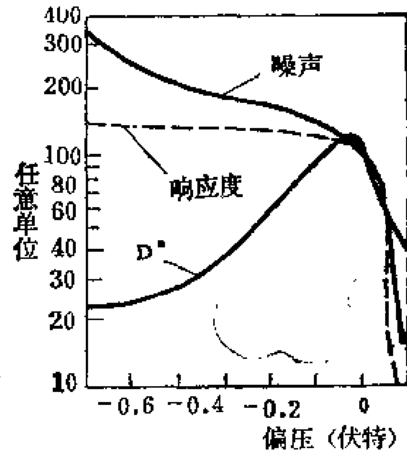


图 21-79　光伏型锑化铟探测器的探测度、响应度、噪声与偏压的关系。（视场 2π、光敏面积 $A=4\times10^{-2}$厘米²）

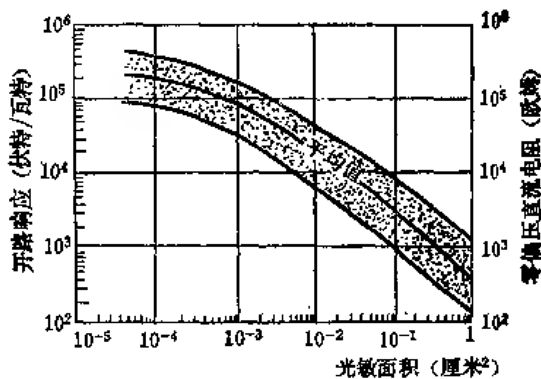


图 21-80　光伏型锑化铟探测器在零偏压时，响应度和光敏面积的关系（视场 2π 黑体温度 500 开尔文）

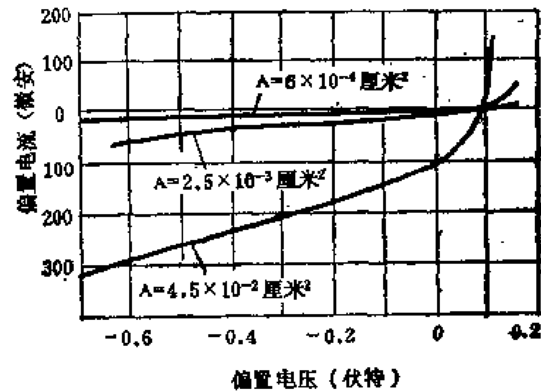


图 21-81　各种光敏面积的光伏型锑化铟探测器的伏安特性曲线（视场 2π）

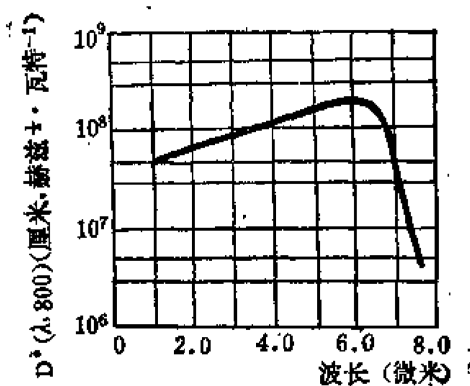


图 21-82　未致冷的光导型锑化铟探测器的光谱响应

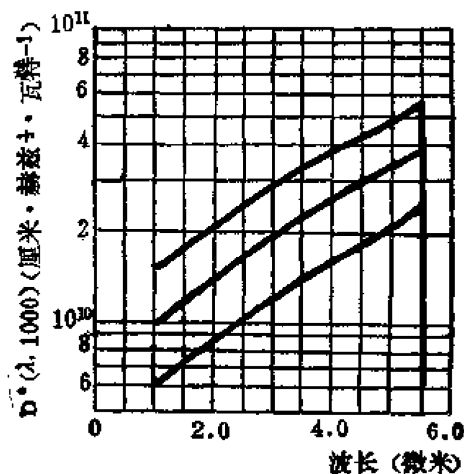


图 21-83　几种不同面积的致冷光导型锑化铟探测器的光谱响应。工作温度 77 开尔文，背景温度 300开尔文，光敏面积为：上方曲线，0.1×0.1—0.5×0.5 毫米²，中间曲线：0.5×0.5—1.0×1.0毫米²，下方曲线 1.0×1.0—5.0×1.0 毫米²。（视场 2π）

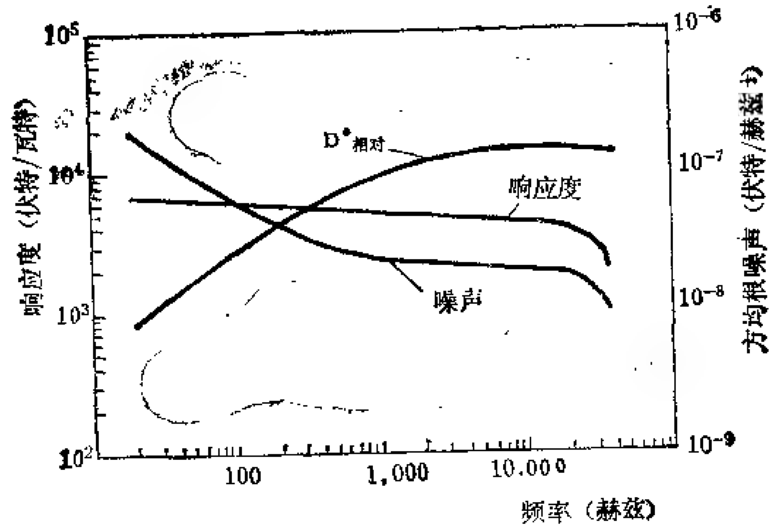


图 21-84　光导型锑化铟探测器的响应度，噪声和相对 D^* 与频率的关系

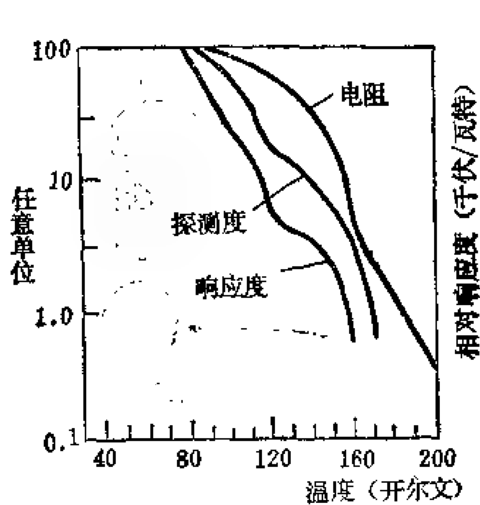


图 21-85　光导型锑化铟探测器的相对 D^*、响应度和电阻与温度的关系（背景温度 300 开尔文，视场2π）

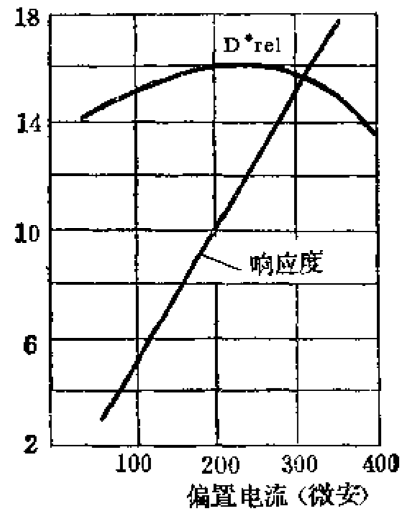


图 21-86　光导型锑化铟探测器的响应度和相对 D^* 与偏置电流的关系（背景温度300 开尔文，光敏面积 $A=0.5$ 毫米²，视场 180°，调制频率 1千赫）

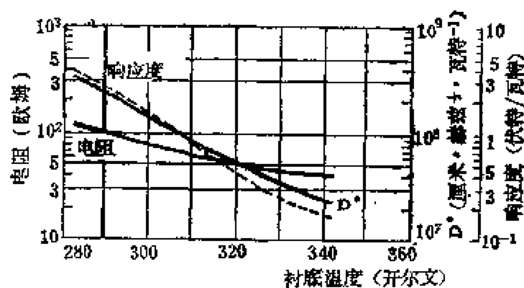


图 21-87　室温光导型锑化铟探测器的 D^*（6 微米，800 开尔文）、响应度和电阻与衬底温度的关系

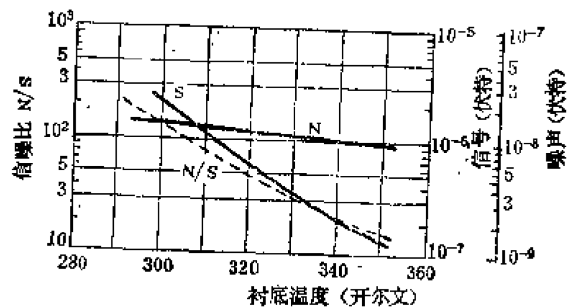


图 21-88　室温光导型锑化铟探测器的信号、噪声和信噪比与衬底温度的关系。测试条件：电流 10 毫安培，在 $\lambda=4.4$ 微米处的辐射能为 68 微瓦/厘米²、调制频率 800 赫兹、放大器带宽50赫兹。

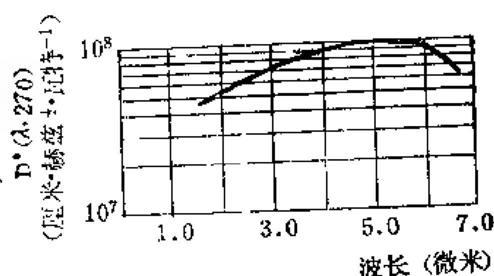


图 21-89　光磁电锑化铟探测器的光谱响应（工作温度 298 开尔文、光敏面积 $A=5\times5$ 毫米²）

第九节　碲镉汞和碲锡铅探测器的性能

一、碲镉汞探测器

碲镉汞材料（$Hg_{1-x}Cd_xTe$）的禁带宽度 E_g 随组份 x 而变化，因而，用含不同组份 x 的碲镉汞（$Hg_{1-x}Cd_xTe$）材料可以做成分别响应在 1—3 微米、3—5 微米和 8—14 微米这三个大气窗口的红外探测器。

1—3 微米碲镉汞探测器

1—3 微米碲镉汞（$Hg_{1-x}Cd_xTe$）探测器，$x=0.4$—0.5，在室温下，它的探测度 D^* 虽不如硫化铅探测器的高，但它的响应时间要比硫化铅的快几个数量级。1—3微米碲镉汞探测器的主要性能参数如下：

探测度：T＝300 开尔文，$D^*\approx10^{10}$ 厘米·赫兹$^{\frac{1}{2}}$·瓦特$^{-1}$；

　　　　T＝77 开尔文，$D^*\approx10^{12}$ 厘米·赫兹$^{\frac{1}{2}}$·瓦特$^{-1}$；

响应时间：$\tau\approx10$ 毫微秒；

暗电阻：零偏压时（光伏型）～10 兆欧；

　　　　串联电阻＜1 千欧；

量子效率：＞40%；

结电容：～15 微微法；

光敏面积：10^{-4}—4×10^{-2}厘米²；

工作温度：77 开尔文，200 开尔文，300 开尔文。

3—5 微米碲镉汞探测器

3—5 微米碲镉汞光导型探测器，（$Hg_{1-x}Cd_xTe$）中 x 为 0.4—0.25，通常有室温、中温和低温三种。室温碲镉汞探测器的性能比室温锑化铟的好，它的噪声等效电阻比它本身的欧姆电阻约高一个数量级，致冷后其探测度和响应度提高，截止波长移向长波方向。3—5 微米光导型碲镉汞探测器的性能参数如下：

探测度：$D^*(\lambda_{pk})\approx1\times10^9$ 厘米·赫兹$^{\frac{1}{2}}$·瓦特$^{-1}$；

响应时间：～400 毫微秒；

暗电阻：～10 欧；

响应度：30 伏特/瓦特；

工作温度：295 开尔文；

光敏面积　0.5×0.5 毫米²；

量子效率　<40%。

8—14 微米碲镉汞探测器

8—14 微米碲镉汞探测器，($Hg_{1-x}Cd_xTe$) 中的 x 为 0.2，它有光导型、光伏型和光磁电型三种。光伏型探测器一般在 77 开尔文下工作，光导型可在高于 100 开尔文的条件下工作。

(1) 光导型 8—14 微米碲镉汞探测器的性参数：

探测度：$D^*(\lambda_{pk})/D^*$(500 开尔文) ≈2，λ_{pk} = 10 微米；

响应时间：～1 微秒；

暗电阻：20—400欧/方；

响应度：～10^4 伏特/瓦特；

工作温度：77 开尔文；

光敏面积：线度为 0.05—2 毫米；

量子效率：>70%。

(2) 光伏型 8—14 微米碲镉汞探测器的性能参数：

探测度：D^*(9 微米,900) − 3×10^{10} 厘米·赫兹$^{\frac{1}{2}}$·瓦特$^{-1}$；

响应时间：10—20 毫微秒（零偏压）；

　　　　　3 毫微秒（反向偏压）；

暗电阻：100—500 欧（0.1×0.1 毫米²）；

工作温度：77 开尔文；

响应度：200—700 伏特/瓦特；

光敏面积：线度为 0.001—0.25 毫米，

结电容：<10 微微法（结面积 A = 0.04 毫米²）；

图 21-90 到图 21-96 是光导型和光伏型碲镉汞探测器的光谱响应、噪声等性能参数曲线。

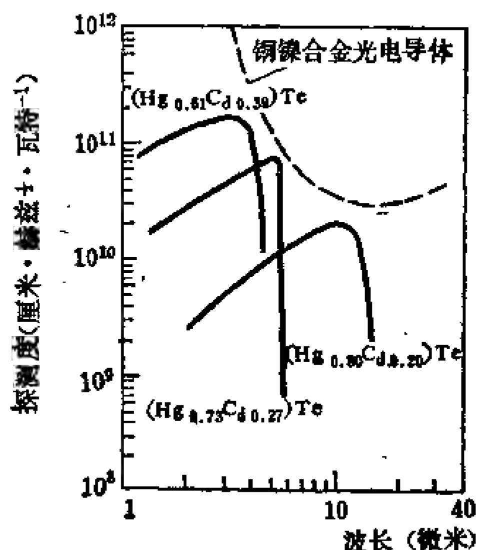


图 21-90　三种不同组份的碲镉汞 ($Hg_{1-x}Cd_xTe$) 光导探测器的光谱响应(工作温度 77 开尔文，视场 2π)

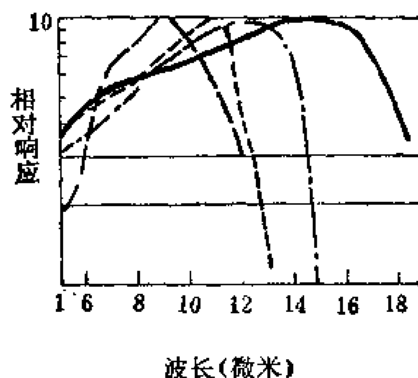


图 21-91　几种不同组份的碲镉汞 ($Hg_{1-x}Cd_xTe$) 探测器的光谱响应（视场 60°、77开尔文）

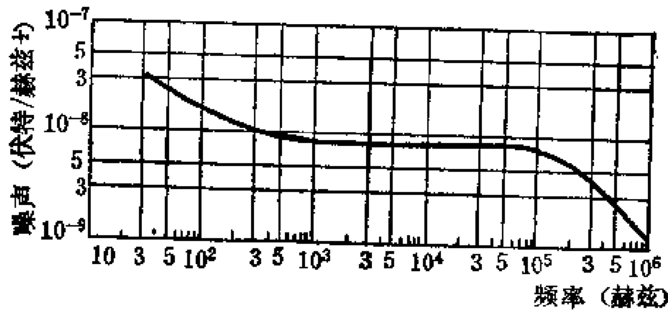


图 21-92　光导型碲镉汞探测器的噪声谱（工作温度77开尔文）

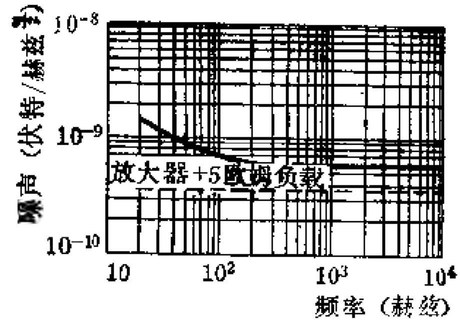


图 21-93　光伏型碲镉汞探测器的噪声谱。

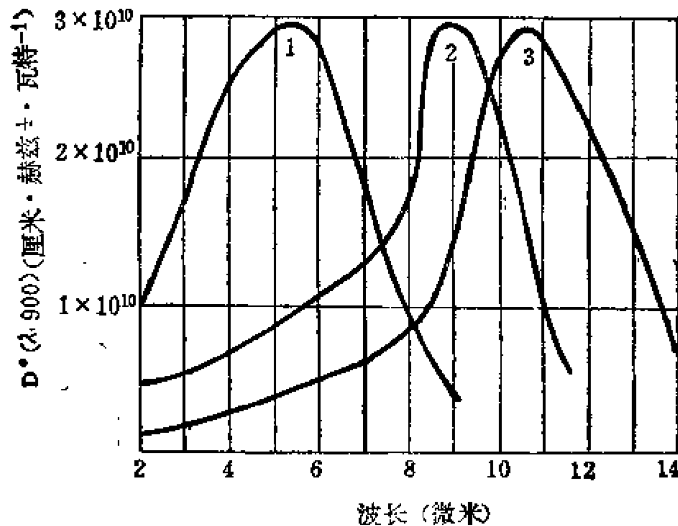


图 21-94　光伏型碲镉汞探测器的光谱响应（77开尔文、视场30°、曲线1，2，3表示三种不同组份）。

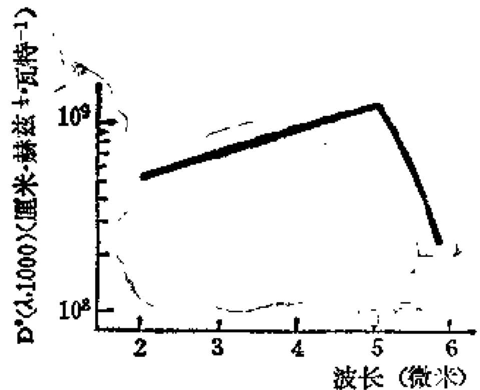


图 21-95　2—5微米的光导型碲镉汞探测器的光谱响应（视场60°，300开尔文）。

碲镉汞（$Hg_{1-x}Cd_xTe$）材料除了其禁带宽度 E_g 可以随组份 x 而调整的优点外，还具有下列优点而受到格外重视。①电子有效质量小，载流子浓度较低，所以反向饱和电流小，探测器噪声小，探测度高。②电子迁移率 μ_n 高，$\mu_n = 5\times10^4$—5×10^5 厘米²/伏特秒。③介电常数比碲锡铅的小，因此高频响应高。④载流子寿命较长，光电导增益高，寿命 $\tau = 20$—200×10^{-7} 秒。它的缺点是晶体的均匀性较差，多元探测器的一致性不好。碲镉汞晶体的制备方法有布里奇曼法、固态再结晶法、碲熔剂法、溅射法、等温外延法、液相外延法和高压回流法等。

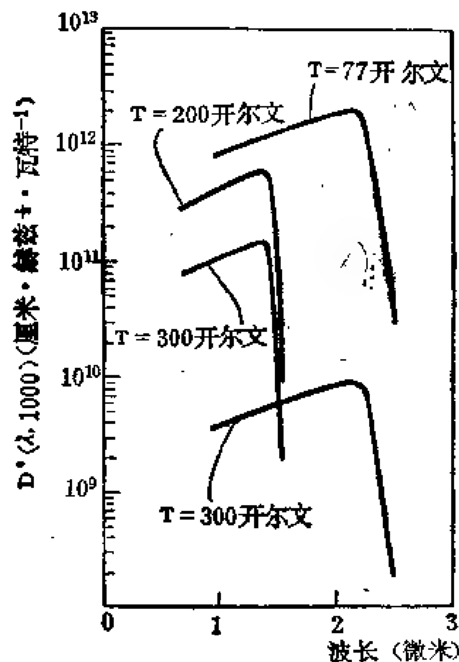


图 21-96　1—3微米光伏型碲镉汞探测器的光谱响应

二、碲锡铅探测器

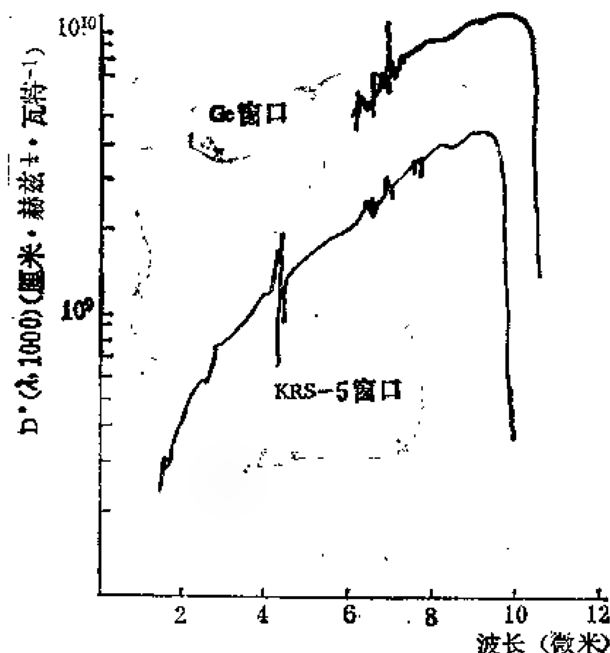


图 21-97　光伏型碲锡铅探测器的光谱响应（工作温度 77 开尔文、视场 60°）

碲锡铅（$Pb_{1-x}Sn_xTe$）的禁带宽度 E_g 也可随组份 x 的变化而进行调整，用含不同组份的（$Pb_{1-x}Sn_xTe$）可以做成不同响应波长的红外探测器。碲锡铅探测器通常做成光伏型。其制备方法有液相外延、异质结肖特基势垒等。碲锡铅多元探测器的一致性较好，一般为10%。

碲锡铅探测器的主要性能参数如下：

探测度：$D^*(\lambda_{pk}, 9000) > 10^{10}$ 厘米·赫兹$^{\frac{1}{2}}$·瓦特$^{-1}$；

$D^*(\lambda_{pk})/D^*(500\,k) \approx 2$；

响应时间：>50 毫微秒

光敏面积：1×1 毫米²；

工作温度：77 开尔文

第十节　锗掺杂与硅掺杂探测器的性能

锗掺杂探测器有锗掺金（Ge：Au)、锗掺汞（Ge：Hg）、锗掺镉（Ge：Cd)、锗掺铜（Ge：Cu）、锗掺锌（Ge：Zn）、锗掺铟(Ge：In)；硅掺杂探测器有硅掺镓(Si：Ga)、硅掺铟（Si：In）、硅掺铝（Si：Al）、硅掺铋（Si：Bi）、硅掺砷（Si：As）；以及锗硅合金掺杂探测器锗-硅掺金（Ge-Si：Au）、锗-硅掺锌（Ge-Si：Zn）等，现分述如下：

一、锗掺金探测器

锗掺金探测器，是一种 p 型杂质光电导探测器。响应波长为 2—10 微米，需要低温致冷，一般工作温度为 77 开尔文，它的性能参数如下：

探测度：$D^*(\lambda_{pk})/D^*(500\text{开尔文}) = 2.7$；

量子效率：参看图 21-101；

噪声：参看图 21-102；

响应时间：<50 毫微秒；

响应度：$R(\lambda_{pk}) \approx 10^4$ 伏特/瓦特；

暗阻：≤500 千欧/方；

光敏面积：线度为 0.25—5 毫米；

工作温度：<85 开尔文，一般为 77 开尔文。

图 21-98 到图 21-102 分别表示锗掺金探测器的光谱响应、量子效率、噪声谱等，

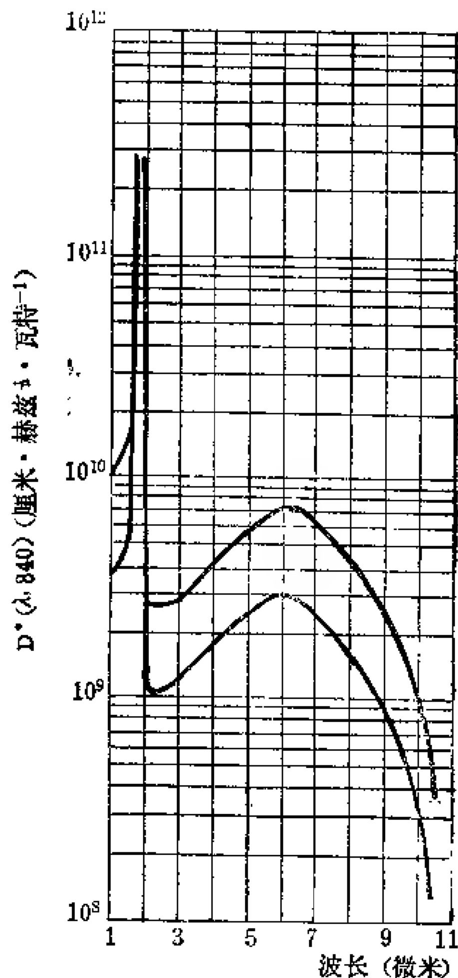


图 21-98 锗掺金探测器的光谱响应(视场 2π 背景温度 295 开尔文)

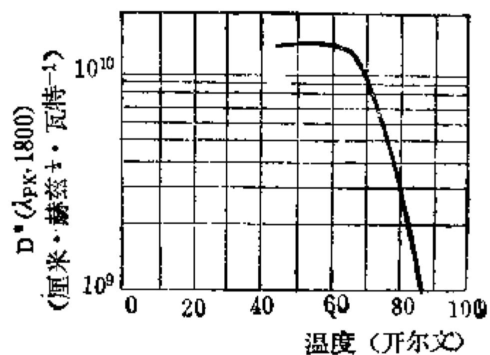


图 21-99 锗掺金探测器的 $D^*(\lambda_{ph}, 1800)$ 与温度 T 的关系

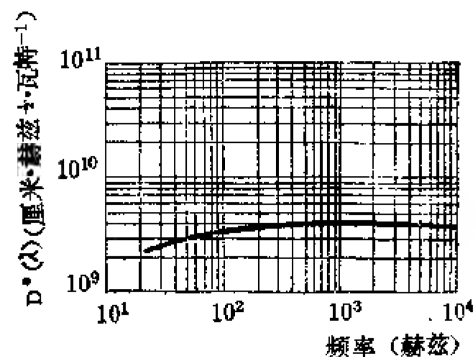


图 21-100 锗掺金探测器的探测度与频率的关系

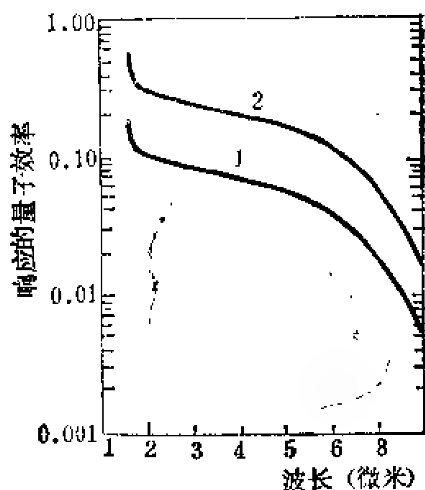


图 21-101 锗掺金探测器的量子效率与波长的关系(工作温度 78 开尔文)

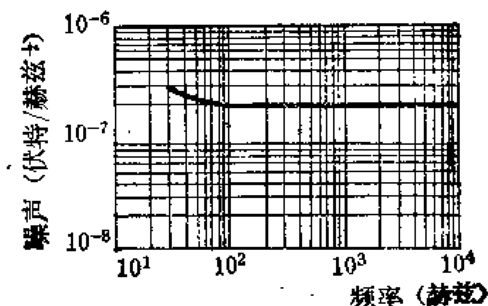


图 21-102 锗掺金探测器的噪声谱(光敏面积 $A=1\times1$ 毫米^2、工作温度 77 开尔文)

二、锗掺汞探测器

锗掺汞探测器，是 p 型杂质光电导探测器，响应波长为 8—13 微米，它的主要性能参数

如下：

探测度：见图 21-103；

$$D^*(\lambda_{pk})/D^*(500\,k,\ 1000)=2,$$

量子效率：25—30%；

噪声：见图 21-107；

响应度：～10^5 伏特/瓦特；

暗阻：见图 21-110；

光敏面积：线度为 0.25—5 毫米；

工作温度：≤40 开尔文。

图 21-103 到图 21-111 分别表示锗掺汞探测器的探测度、光谱响应、噪声等性能曲线。

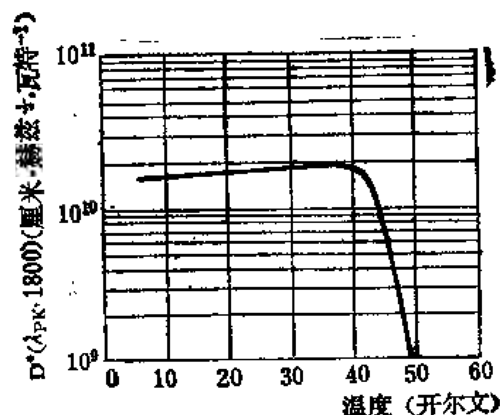


图 21-104　锗掺汞探测器的探测度与温度的关系

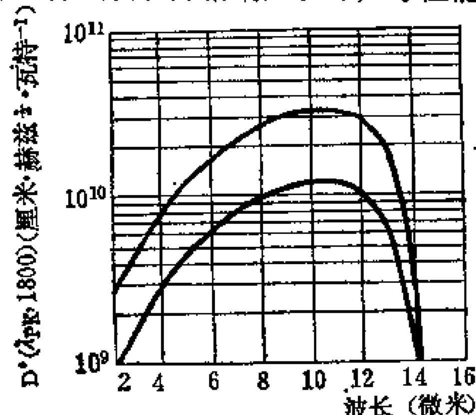


图 21-103　锗掺汞探测器的光谱响应（工作温度 5 开尔文、背景温度 300 开尔文、视场 60°）

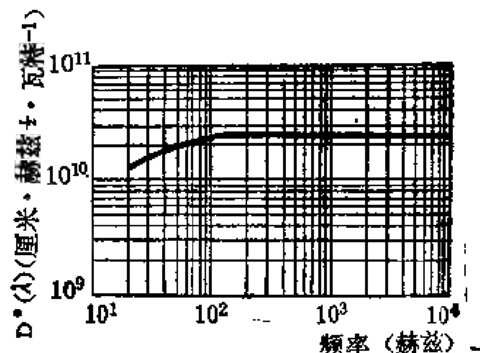


图 21-105　锗掺汞探测器在 30 开尔文时的探测度与频率的关系

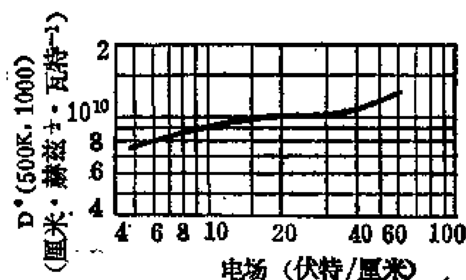


图 21-106　锗掺汞探测器的探测度与偏置电场的关系。（工作温度 5 开尔文、背景温度 300 开尔文、光敏面积 $A=6\times10^{-4}$ 厘米^2、视场 90°）

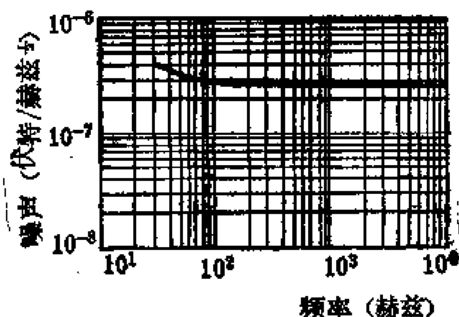


图 21-107　锗掺汞探测器的噪声频谱（光敏面积 $A=1\times1$ 毫米^2）

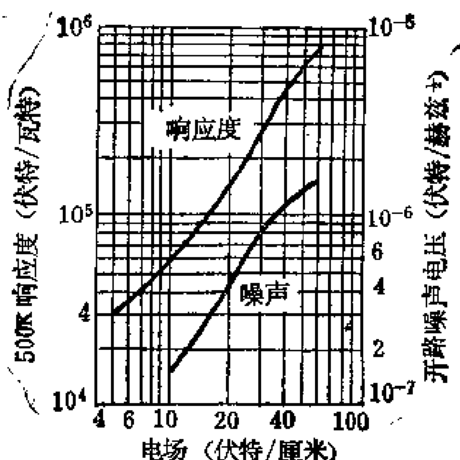


图 21-108　锗掺汞探测器的响应度和噪声电压与偏置电场的关系。（工作温度5开尔文、背景温度300开尔文、光敏面积 $A=6\times10^{-4}$ 厘米^2、视场90°）

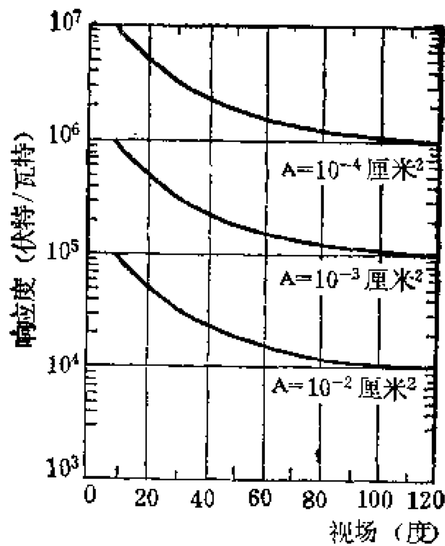


图 21-109　锗掺汞探测器的开路响应度与视场的关系（工作温度 5 开尔文、背景温度 300 开尔文、黑体温度 500 开尔文）

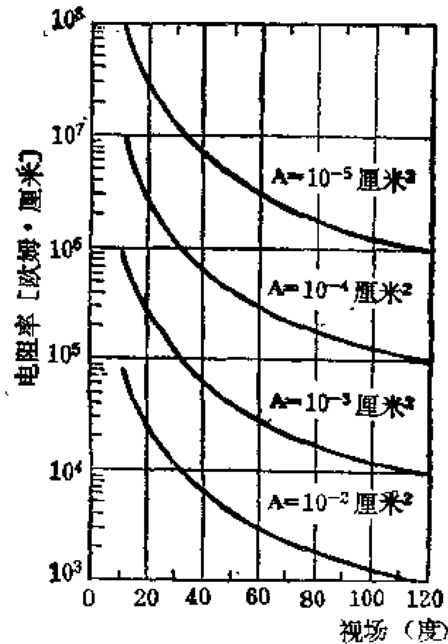


图 21-110　几种不同面积的锗掺汞探测器的电阻率与视场的关系（工作温度 5 开尔文、背景温度 300 开尔文）

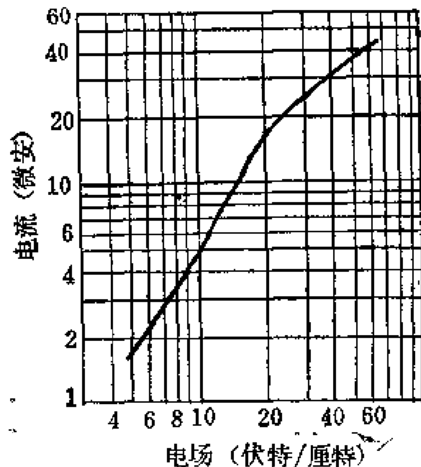


图 21-111　锗掺汞探测器的偏置电流与电场的关系（视场 90°、背景温度 300 开尔文、工作温度 5 开尔文、光敏面积 6×10^{-4} 厘米²）。

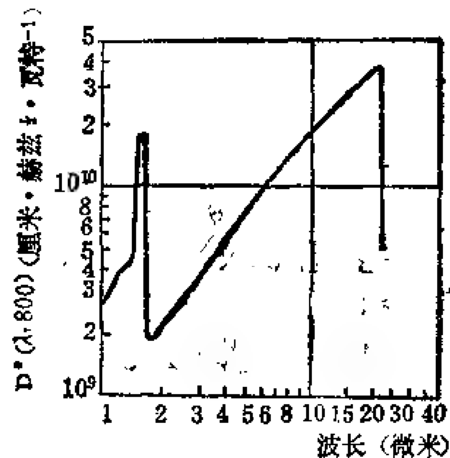


图 21-112　锗掺镉探测器的光谱响应（视场 60°，镉的浓度 5×10^{15} 厘米⁻³）

三、锗掺镉探测器

锗掺镉探测器的截止波长为 22 微米，工作温度25 开尔文用液氢致冷就可以了，其性能参数如下：

探测度：见图 21-112；

$$D^*(\lambda_{pk})/D^*(500\,k)=2.5;$$

响应时间：50 毫微秒；

响应度：10^4 伏特/瓦特；

暗阻：10—50 千欧/方；

光敏面积：线度为 0.25—5 毫米；

工作温度：25 开尔文。

四、锗掺铜探测器

锗掺铜杂质光电导探测器，工作波长为 2-30 微米，工作温度小于 20 开尔文，锗掺铜探测器的性能如图 21-113 到图 21-120所示

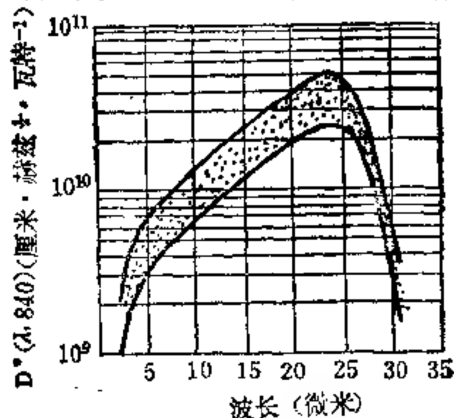


图 21-113　锗掺铜探测器的光谱响应（视场 60°）

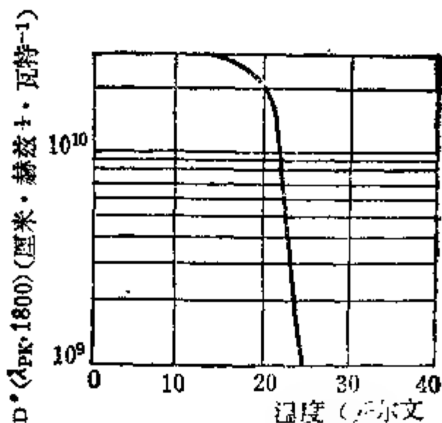


图 21-114　锗掺铜探测器的探测度与温度的关系

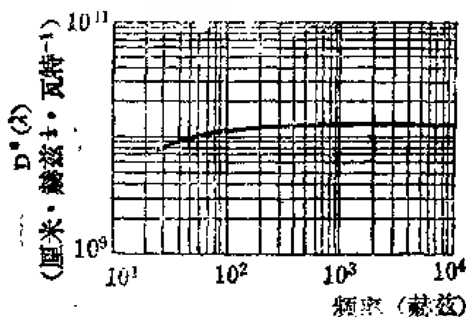


图 21-115　锗掺铜探测器的探测度与频率的关系（工作温度 4.2 开尔文）

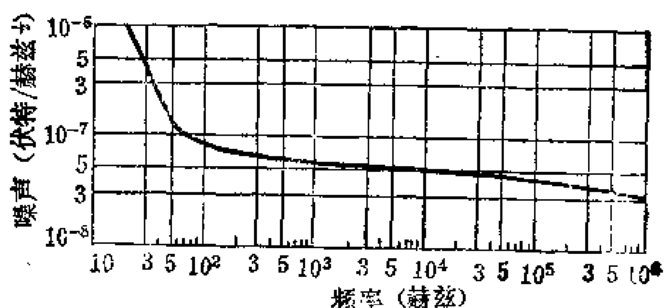


图 21-116　锗掺铜探测器的噪声谱

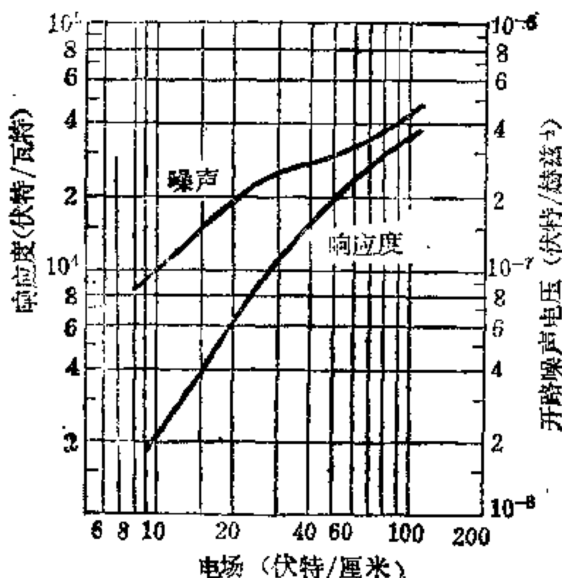


图 21-117　锗掺铜探测器的噪声和响应度与偏置电场的关系。（工作温度 5 开尔文、背景温度 300开尔文、黑体温度500 开尔文、光敏面积 $A=10^{-2}$厘米²、视场 60°）

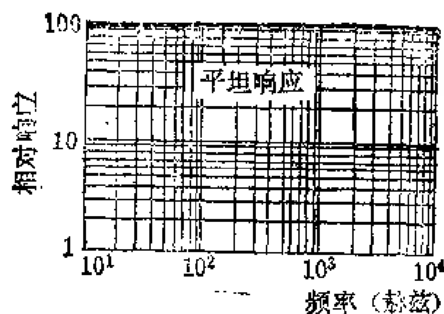


图 21-118　锗掺铜探测器的相对响应与频率关系（工作温度 4.2 开尔文）

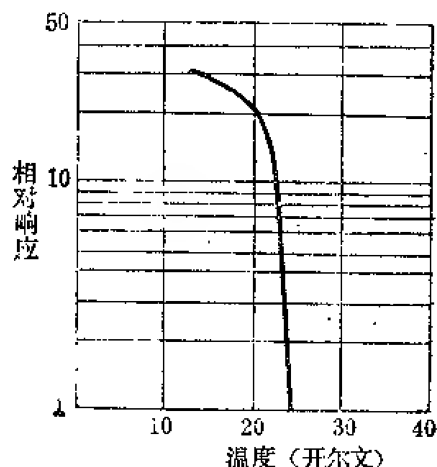


图 21-119　锗掺铜探测器的相对响应度与温度的关系

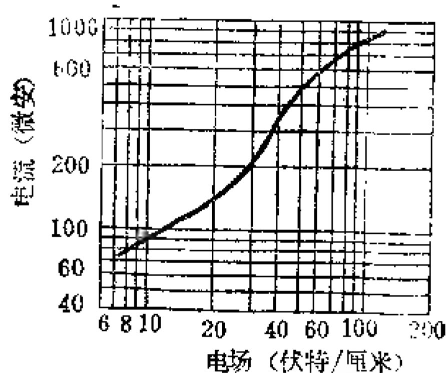


图 21-120　锗掺铜探测器的伏安特性曲线（视场 60°、背景温度 300 开尔文、光敏面积$A=10^{-2}$厘米²）

五、锗掺锌探测器

锗掺锌探测器与锗掺铜探测器相似，但它的响应波长比锗掺铜的长，截止波长为 40 微米，工作温度低于 10 开尔文，它的主要性能如下：

探测度：见图 21-121；

$D^*(\lambda_{pk})/D^*(500\,k)=2$；

响应时间：<50 毫微秒；

响应度：10^3 伏特/瓦特；

暗阻：10—300 千欧/方（视场 2π，背景温度 300开尔文）；

光敏面积：线度为0.25—5毫米；

工作温度：<10 开尔文；

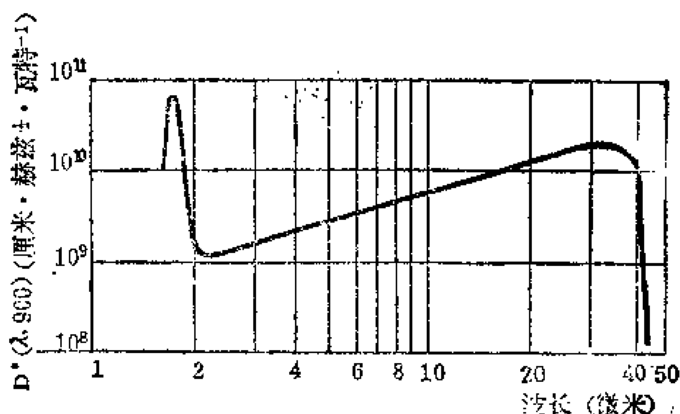


图 21-121　锗掺锌探测器的光谱响应

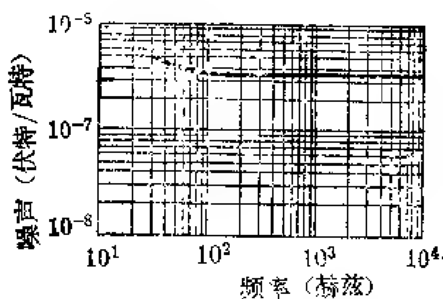


图 21-122　锗掺锌探测器的噪声谱（工作温度 4.2 开尔文、光敏面积$A=1\times1$毫米²）

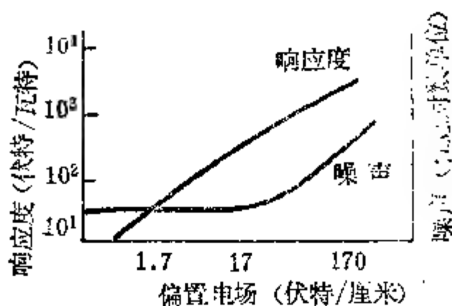


图 21-123　锗掺锌探测器的响应度和噪声与偏置电场的关系

六、锗掺铟探测器

锗掺铟探测器是对远红外探测很有用的 p 型杂质光电导探测器。类似的还有锗掺铍（Ge : Be）、锗掺硼（Ge : B）、锗掺镓（Ge : Ga）探测器。这些探测器都需要用液氦致

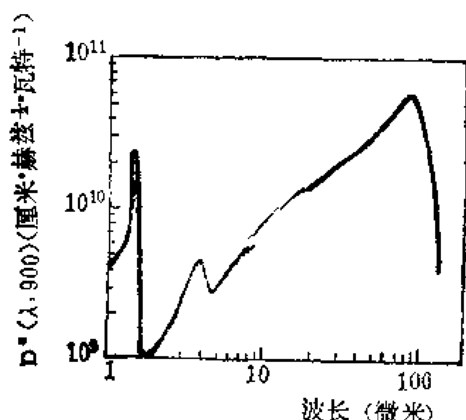


图 21-124 锗掺铟探测器的光谱响应（视场 90°、工作温度 5 开尔文）

冷。锗掺铟探测器的主要性能参数如下：

探测度：$D^*(\lambda_{pk},\ 900)=6\times10^{10}$ 厘米·赫兹$^{\frac{1}{2}}$·瓦特$^{-1}$（视场 90°）；

$D^*(\lambda_{pk})/D^*(500\ k)=60$；

响应时间：<1 微秒；

响应度：～10^2 伏特/瓦特（500 开尔文黑体）；

暗阻：～100 千欧；

工作温度：～5 开尔文；

光敏面积：线度为 0.25—5 毫米。

七、硅掺杂探测器

由于硅掺杂探测器便于和硅电子学器件集成，如硅掺杂探测器和硅 CCD 器件结合，可较方便地制成红外 CCD，因此近年来硅掺杂探测器受到很大重视，制成了许多硅掺杂探测器以及锗硅合金掺杂探测器。

硅掺杂探测器有硅掺铝(Si : Al)、硅掺锌 (Si : Zn)硅掺镓(Si : Ga)，硅掺铋(Si : Bi)、硅掺砷 (Si : As)、硅掺锑 (Si : Sb) 等，它们都是杂质光电导探测器，除了工作温度和响应波长外，其它性能相近，其主要性能如表 21-13 所示和图 21-125 和 21-126 所示。

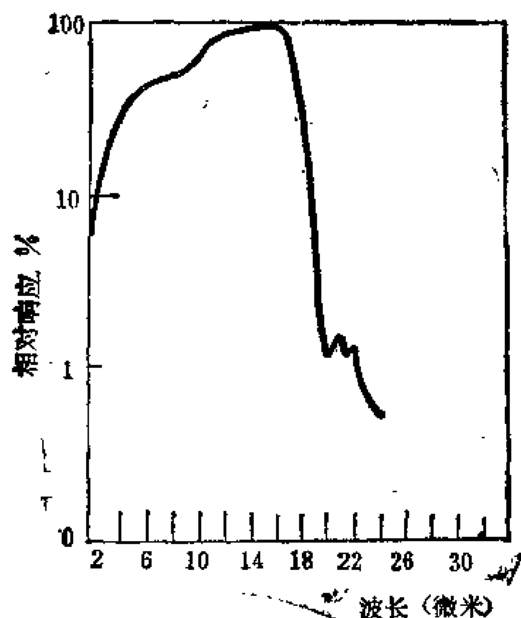


图 21-125 硅掺镓探测器的光谱响应（工作温度 27 开尔文）

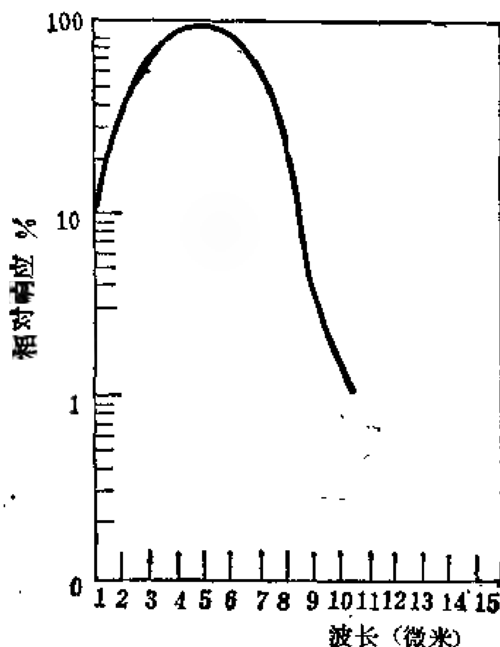


图 21-126 硅掺铟探测器的光谱响应（工作温度 73 开尔文）

锗-硅含金掺杂探测器有锗-硅掺金 (Ge-Si : Au) 和锗-硅掺锌 (Ge-Si : Zn) 杂质光电导探测器等。图 21-127 和图 21-128 分别表示锗-硅掺金和锗-硅掺锌探测器的探测度D^*与波长的关系

表 21-13　硅掺杂探测器性能参数

探测器	工作类型	光敏面积（厘米²）	波长范围（微米）	峰值波长（微米）	探测度 D*（厘米·赫兹½·瓦特⁻¹）	工作温度（开尔文）	暗阻（欧姆）	调制频率（赫兹）
Si:Bi	PC	10^{-4}—10^{-1}	4—17	16	1×10^{10}	20	10^5	1K
Si:Ga	PC	10^{-4}—10^{-1}	4—17	15	2×10^{10}	18	10^5	1K
Si:Al	PC	10^{-4}—10^{-1}	4—18	17	2×10^{10}	20	10^5	1K
Si:As	PC	10^{-4}—10^{-1}	6—25	23	2×10^{10}	12	10^5	1K
Si:Sb	PC		6—33	28	1×10^{10}	4	10^5	1K
Si:In	PC		～7.4			77		

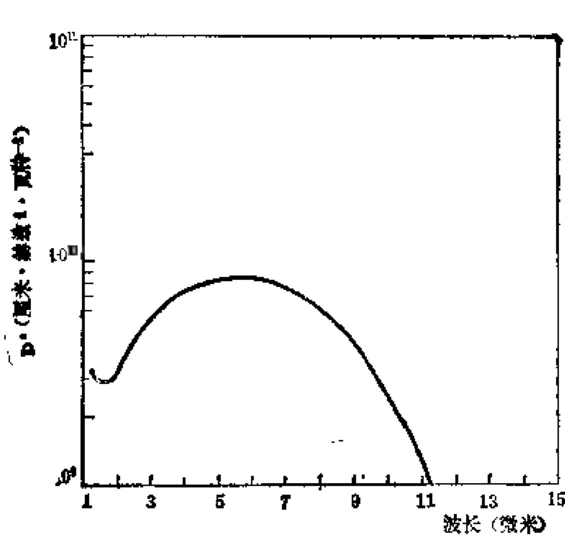


图 21-127　锗-硅掺金探测器的光谱响应（工作温度 50 开尔文）

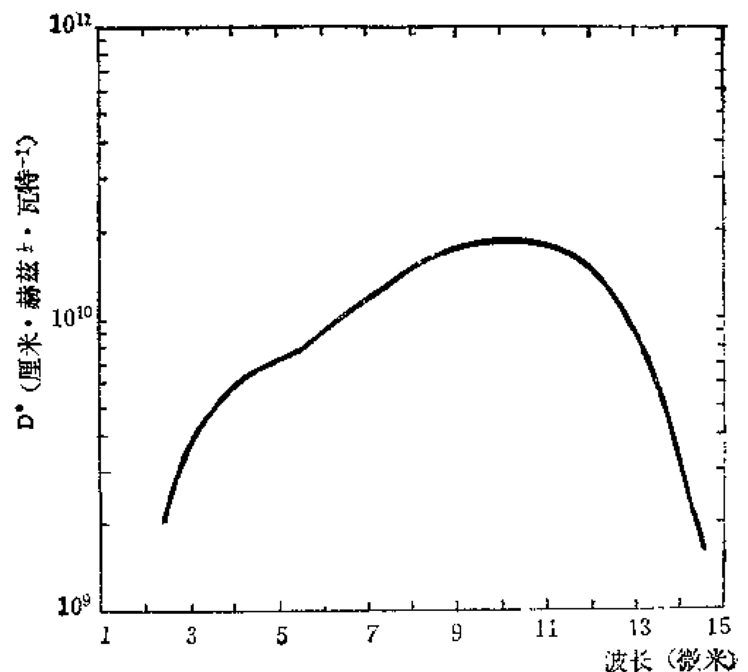


图 21-128　锗-硅掺锌探测器的光谱响应（工作温度 50 开尔文）

第十一节　其它探测器

一、异质结探测器

异质结是由两种不同的半导体材料形成的 p-n 结。它与同质结不同，同质结在 p-n 结两边的 p 型区和 n 型区是由同一种基质材料构成的，两边的禁带宽度相等。而异质结组 p-n 结两边的 p 型区和 n 型区是由不同的基质材料形成，两边的禁带宽度不同。通常以禁带宽度大的一边作为光照面，此面的禁带宽度为 E_{gm}，当光垂直于结面入射时，则能量 $h\nu\geqslant E_{gm}$ 的光子被光照面宽禁带材料吸收，产生电子—空穴对，如果光照面材料的厚度大于载流子的扩散长度，则能量大于禁带宽度 E_{gm} 的短波光子产生的光生载流子达不到结区，因而对光电信号无贡献，而能量较小的长波光子却能顺利到达结区，被窄禁带材料吸收，产生光电信号。

所以异质结的宽禁带材料具有滤波作用，即把波长 $\lambda < \frac{hc}{E_{gm}}$ 的短波部分滤掉，同时异质结探测器表面复合的影响可以忽略不计，因此，一般异质结探测器的量子效率高、背景噪声较低、信号比较均匀、高频响应好。

目前异质结探测器有Si-PbS，CdS-PbS，$Pb_{1-x}S_xSb$-PbS，$Pb_{1-x}Sn_xTe$-PbTe，Ge-CdS_xSe_{1-x} 等。如 Si-PbS异质结光伏探测器，可在室温工作，响应波长范围为 0.6-3 微米，探测度 $D^* = (1—2)\times 10^9$ 厘米·赫兹$^{\frac{1}{2}}$·瓦特$^{-1}$，CdS-PbS 异质结探测器，响应波长可达3.3 微米，在 800 赫兹时，噪声等效功率可达 3.4×10^{-11} 瓦特，探测度 $D^* = 1.5\times 10^{10}$ 厘米·赫兹$^{\frac{1}{2}}$·瓦特$^{-1}$，达到了硫化铅探测器的水平。当前还对三元材料 Ge-$CdSn_xSe_{1-x}$、$Pb_{1-x}Sn_xSe$-PbS的异质结进行了研究，通过改变组份 x 可得到不同响应波长的器件，对于 $x = 0.006$ 的 $Pb_{1-x}Sn_xSe$-PbS 异质结探测器，响应波长可达 12 微米。

二、肖特基势垒探测器

当金属与半导体接触时，由于载流子所处的能级不同，它们将从高能级向低能级方向转移，若金属与 n 型半导体接触，由于金属的费米能级比半导体的费米能级低，n 型半导体内的电子便向金属内移动，结果金属一侧带负电，半导体一侧带正电，形成内电场。由于内电场的存在，它将阻止 n 型半导体中的电子继续移向金属，直至建立起稳定的内部电场。由于金属内部自由电子浓度很大，约 10^{22} 厘米$^{-3}$，可以认为负电荷集中在金属接触表面、而半导体的掺杂浓度一般比较低，约10^{18} 厘米$^{-3}$，于是半导体一侧失去电子的正电中心则分布在离接触面较厚的区域，厚约 10^{-4}—10^{-5} 厘米，在这一区域由于电子大部分已迁移到金属那边去了，成为电子已耗尽的高阻区，称为耗尽层，耗尽层的内电场将阻挡电子迁移到金属，因此又叫阻挡层。阻挡层内的正电荷与金属接触面上的负电荷形成电偶极层，从而引起电位梯度，迭加到能带各处，使半导体的能带在接触界面附近发生弯曲，即形成接触势垒，称为肖特基势垒，如图 21-129 (a) 所示

当金属与p型半导体接触时，其物理过程与上所述类似，其能带图如图 21-129 (b) 所示。

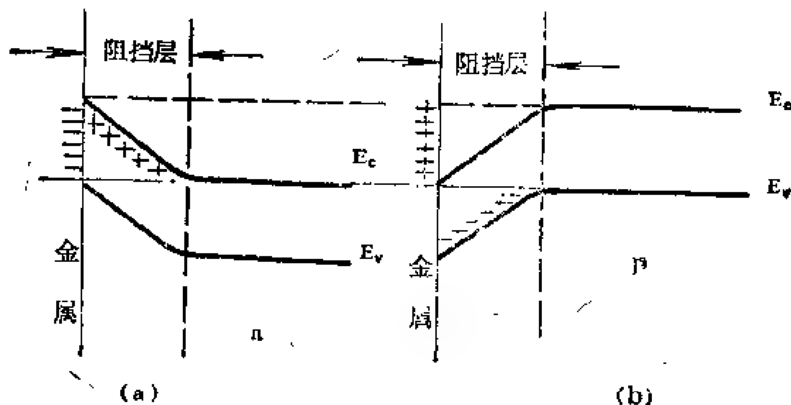


图 21-129 金属与半导体接触能带图

利用肖特基势垒制成的探测器称为肖特基光伏探测器。

当光照射金属—n 型半导体肖特基光伏探测器时，阻挡层吸收光子产生电子—空穴对，在内电场的作用下，电子移向半导体，空穴移向金属而形成光生电动势。由于肖特基势垒区在半导体一边，光直接在势垒区内产生光生载流子，不象 p-n 结那样光生载流子必须经过

扩散才能到达结区，这样，既缩短了扩散时间，又减少了扩散过程中载流子复合的损失。因此，肖特基光伏探测器具有响应时间短，量子效率高的特点，但是由于入射光通过金属，光能损失较大。如果光从半导体一侧入射，可以进一步提高量子效率但势必要增加响应时间。

近年来，已制成铟和p型硫化铅20元列阵肖特基光伏探测器，入射光垂直照射在铟面上，由于光通过铟层时受到较大损失，量子效率约为30%，工作温度77开尔文，在3.8微米处的峰值探测度 $D^*(\lambda_{pk})=1.5\times10^{11}$ 厘米·赫兹$^{\frac{1}{2}}$瓦特$^{-1}$，响应时间为1微秒。

铅和碲化铅肖特基光伏探测器，光由碲化铅半导体表面入射，量子效率高达50-60%，在300开尔文背景温度，焦距/1.7视场条件下，77开尔文的峰值探测度 $D^*(\lambda_{pk})=(1.5—2)\times10^{11}$ 厘米·赫兹$^{\frac{1}{2}}$瓦特$^{-1}$，（$\lambda_{pk}=5.35$ 微米）。

三、雪崩光电二极管

雪崩光电二极管是利用二极管在高的反向偏压下发生雪崩倍增效应而制成的光电探测器。雪崩效应使这种器件内部有电流增益，一般锗或硅雪崩光电二极管电流增益可达 10^2—10^3，这种器件的灵敏度很高，响应速度快，在超高频的调制光照射下仍有很显著的增益。雪崩光电二极管用光电倍增因子来表示光电流增益，光电倍增因子 M 定义为倍增光电流 i 与不发生倍增效应时的光电流 i_0 之比：

$$M=\frac{i}{i_0} \tag{21-14}$$

由于雪崩效应可导致雪崩击穿，但实验证明，在略低于击穿电压时，也发生雪崩倍增现象，只是倍增因子 M 不太大，这时 M 随反向偏压 V 的变化可用下面经验公式近似表示：

$$M=\frac{1}{1-\left(\frac{V}{V_B}\right)^n} \tag{21-15}$$

式中：
V——外加反向偏压；
V_B——击穿电压；
n——与半导体材料有关的常数
对 $n^+\text{-}p$ 结，$n\approx2$
对 $p^+\text{-}n$ 结，$n\approx4$。

从上式可以看出，当 V 向 V_B 趋近时，M 将增大，图21-130示出了锗雪崩光电二极管光电流增益 M 与反向偏压 V 的关系。

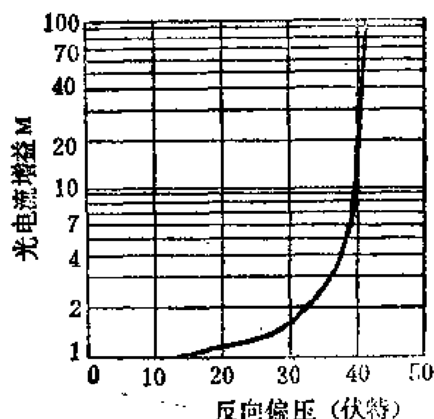


图21-130　锗雪崩光电二极管的光电流增益与反向偏压的关系（工作温度298开尔文）

图21-131表示锗雪崩光电二极管的信号和噪声功率与光电流增益的关系，其中信号功率与光电流增益的平方成正比，信号功率与光电流增益的立方成正比，最高信噪比出现在 $M=4$ 附近，M 更大时，信噪比将降低，因此在实际使用时，加在雪崩光电二极管上的偏压要适当。硅雪崩光电二极管的信号和噪声功率与光电流增益的关系与锗的相似。

锗、硅雪崩光电二极管的探测度与光电流增益的关系以及其量子效率与波长的关系分别由图21-132和21-133表示。

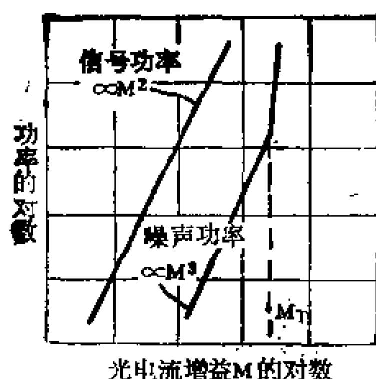


图 21-131　锗雪崩光电二极管的信号和噪声功率与光电流增益的关系

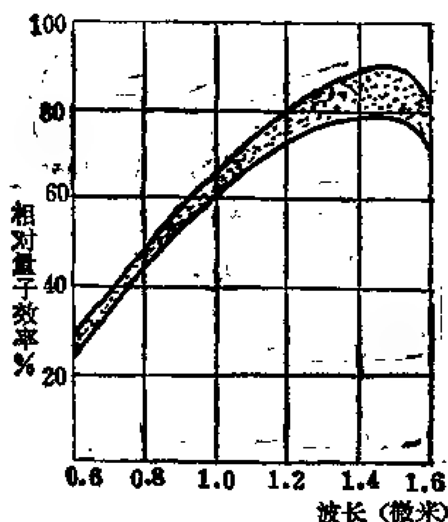


图 21-133　锗雪崩光电二极管的量子效率与波长的关系（工作温度 - 25C°）

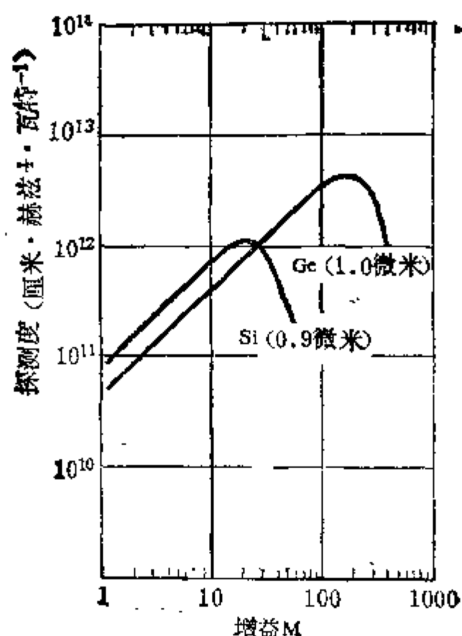


图 21-132　硅和锗雪崩光电二极管的探测度与光电流增益的关系（光敏面积 $A=5\times10^{-4}$ 厘米²）

雪崩光电二极管的光谱响应和所用材料有关，对硅雪崩光电二极管，其光谱响应范围为0.4—1.1微米，其峰值探测度$D^*(\lambda_{pk})=9\times10^{13}$ 厘米·赫兹$^{\frac{1}{2}}$·瓦特$^{-1}$。雪崩光电二极管的反向工作电压通常比一般光电二极管要高，光生载流子在结区的渡越时间很短，一般为 10^{-10}秒数量级，结电容为几个微微法拉，雪崩光电二极管的响应时间一般很小，硅管约为0.5—1毫微秒，其频率响应可达几十千兆赫。

表 21-14 列出了硅雪崩光电二极管的主要特性参数：

表 21-14　硅雪崩光电二极管性能

类　型	光谱响应范围（微米）	光敏面积（毫米²）	雪崩倍增因子 M	工作偏压（伏特）	暗电流（毫微安）	电流响应度（安培/瓦特）	响应时间（毫微秒）	噪声等效功率（瓦特/赫兹$^{\frac{1}{2}}$）	探测度 $\left(\frac{\text{厘米·赫兹}^{\frac{1}{2}}}{\text{瓦特}}\right)$
n-i-p	0.5—1.1	1.96×10^{-2}	150	160—220	30	18	0.5	10^{-13}	3.4×10^{11}
n-i-p	0.5—1.1	6.15×10^{-2}	150	160—210	30	18	0.5	10^{-13}	1.9×10^{11}
n-i-p	0.5—1.1	7.85×10^{-3}	150	60—90	2	24	0.5	6×10^{-14}	4.4×10^{10}

四、光子牵引探测器

光子牵引探测器是近十多年来发展起来的一种新型探测器。现已用 p 型锗、p 型碲、砷

化铟、砷化镓等材料制成光子牵引探测器，它主要用于二氧化碳激光的测量。

半导体在强光照射下，入射光子与自由载流子之间产生动量传递，从而产生光子牵引电压，这个效应称为光子牵引效应。光子牵引探测器就是根据上述原理制成的，它的特点是响应速度快，能在室温下工作，缺点是灵敏度低，典型的单位带宽等效噪声功率为 10^{-5}瓦特，就是说这种探测器只有在强光照射下才有响应，能用来研究激光的输出，对微弱光信号的探测是不适用的。

目前，10.6 微米的光子牵引探测器有 p 型锗、p 型碲、n型砷化铟，1.06 微米的有砷化镓、锑化铟等，其中研究最多的是 p 型锗。

五、约瑟夫逊结探测器

当两个超导体"弱"耦合在一起时（耦合的能量为几个电子伏特），所发生的量子力学效应称为约瑟夫逊效应。

在薄膜结构中两片超导材料之间被一层 10 埃至 20 埃的电介质势垒隔开，这样在两片超导体之间就形成一势垒，这种势垒就称为约瑟夫逊结。在高频工作情况大都用点接触结构，它是由一超导体平板与另一超导体接在一起制成的，图 21-134 表示不同结构的约瑟夫逊结。通常超导材料用铌(Nb)。

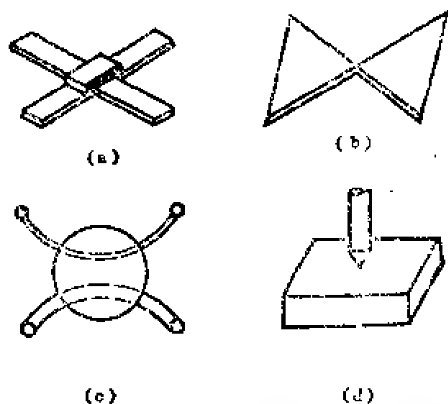


图 21-134 几种不同结构的约瑟夫逊结。
(a)隧道结构，(b)点接触结构

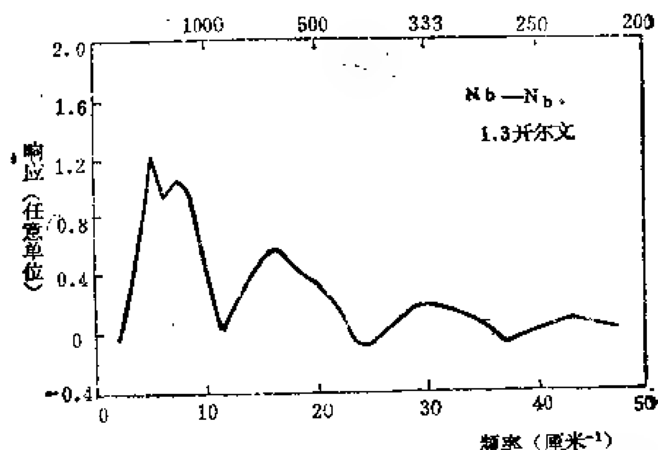


图 21-135 铌—铌点接触约瑟夫逊结的光谱响应

约瑟夫逊结作为宽带视频探测器可在 10 千赫至 120 千赫频率下工作，它具有灵敏度高，（等效噪声功率小于 5×10^{-15}瓦特/赫兹$^{\frac{1}{2}}$，响应度大于1×10^{5}伏特/瓦特），响应速度快（小于 10^{-8}秒，可接近10^{-13}秒）等优点。图21-135 为铌—铌点接触约瑟夫结的光谱响应曲线。图21-136为约瑟夫逊效应宽带远红外探测器的示意图，它可用于亚米亚毫米分子谱线天文学中和实验室的高分辨率的光谱学中。如果把探测器置于

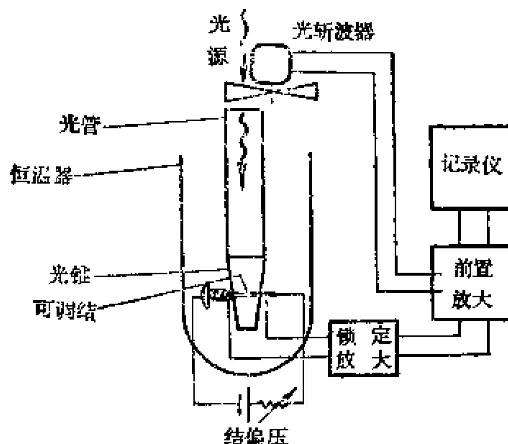


图 21-136 约瑟夫逊效应宽带远红外探测器的简单系统图

一共振腔内，光探测器与腔耦合时响应频率将非常窄，倘若腔的大小可变，那就可得到一种连续调谐的窄带探测器。如果在结上加一直流电压，除有正常的电流流过外还流过一交流超导电流，这就是交流约瑟夫逊电流，它的频率与直流偏压成正比，此电流同入射辐射所产生的信号电流进行混频，可用作混频探测器。

第十二节 电荷耦合成象器件

一、电荷耦合器件的工作原理

电荷耦合器件简称CCD，它是由金属-氧化物-半导体组成的一排MOS器件，一般都以硅作为衬底，在它上面生长一层二氧化硅，再在二氧化硅上淀积一排具有一定形状的金属电极，形成一排MOS电容器，这就是CCD的主要结构。CCD主要包括三个部分，即输入部分，转移部分和输出部分。

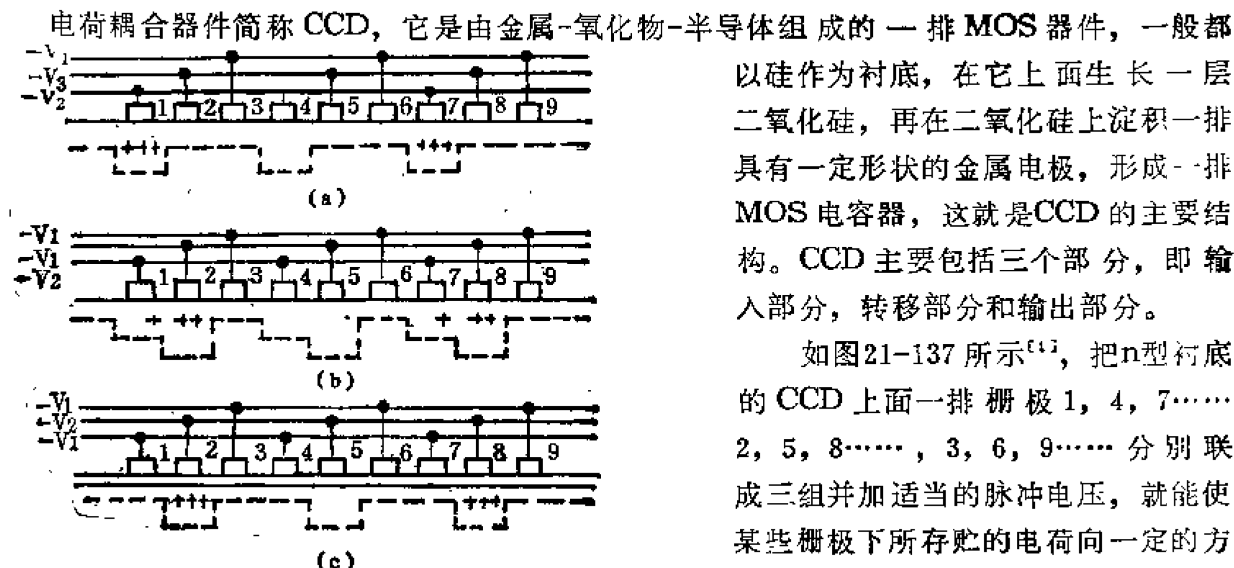


图 21-137 CCD的传输方式

如图21-137所示[1]，把n型衬底的CCD上面一排栅极1，4，7……2，5，8……，3，6，9……分别联成三组并加适当的脉冲电压，就能使某些栅极下所存贮的电荷向一定的方向转移。

在第一组栅极1，4，7……上接$-V_2$，其它两组接$-V_1$，如图21-134 (*a*) 所示，对于少数载流子空穴来说，在1，4，7……等栅极下的半导体中便形成一个势阱，如果在1，7两栅下的势阱中注入空穴，并将脉冲信号换成图 (*b*) 接法，其中$-V_3$比$-V_2$更负，于是2，5，8……栅极下便会出现更深的势阱，原储存在1，7……势阱中的电荷将分别转移到2，8，……势阱中，而3，6，9……栅极下的势垒起着阻止电荷向左倒流的作用，接着再把转移脉冲换成图 (*c*) 的接法，这时只有栅极2，5，8……下有势阱，从势阱1，7……转移来的电荷已储存于2，8……势阱中。经过上述驱动过程，存贮的电荷向右移动了一个栅极位置，由此可见，按上述规律，只要用$-V_1$，$-V_2$，$-V_3$三相脉冲不断地周期性地驱动这三组栅极，信息电荷就会自左向右不断移动，这就是三相CCD的基本传输方式。

用p型硅作衬底时，情况类似，只是用正电位来驱动，作为信息的载流子是p型硅中的少数载流子电子而不是空穴。

关于信息输出装置，在CCD摄象器件中，通常采用二极管输出，输出电路由一个反向偏置的p-n结组成，此p-n结所处的位置使它的耗尽层与控制电极下的耗尽层互相耦合，有时还在最后的转移电极和输出二极管之间加入一个固定偏置的附加电极（输出栅），以减少最后一个转移电极上的控制脉冲对输出的干扰。这样，在最后一个输出电极上的电压变为$-V_l$时，在其下面势阱中存在的任何电荷都被输出二极管收集，从负载电阻上可得到电压输出信号。

二、电荷耦合摄象器件

电荷耦合摄象器件是CCD的一种应用，它有线型摄象器件和面型摄象器件之分，二者都是用光学系统把景物聚焦在器件表面.由于光激发，在半导体内部就会产生电子—空穴对.其中的少数载流子被附近势阱所收集。由于每一单元电极下所存贮的少数载流子数目与光强有关，因此一个光学图象可转化成栅极下面的电荷图象，随着时间的增加，积累的电荷越来越多，这就是光电转换和存贮过程，然后以一定的方式给不同的栅极加偏压，使电荷按一定的顺序转移，最后在输出端输出，使图象变为视频信号，从而完成摄象功能。

线型电荷耦合摄象器件的典型结构如图21-138所示，它由一行起光电变换和存贮作用的光敏区(光积分区)和一个读出寄存器组成，当光照到光敏区时，在电极下面的势阱中便建立起一个与图象明暗程度相对应的电荷图象。当寄存器中原先存贮的信号都由输出二极管输出后，在横向转移电极上所加的时钟脉冲电压的作用下，这一行光敏区中所积累的电荷图象立即转移到读出寄存器里，在相当于行扫描的时间里，在线转移脉冲的作用下，此电荷图象再依次移至输出二极管。与此同时，光敏区又开始积累电荷，下一次的图象输出又开始了。

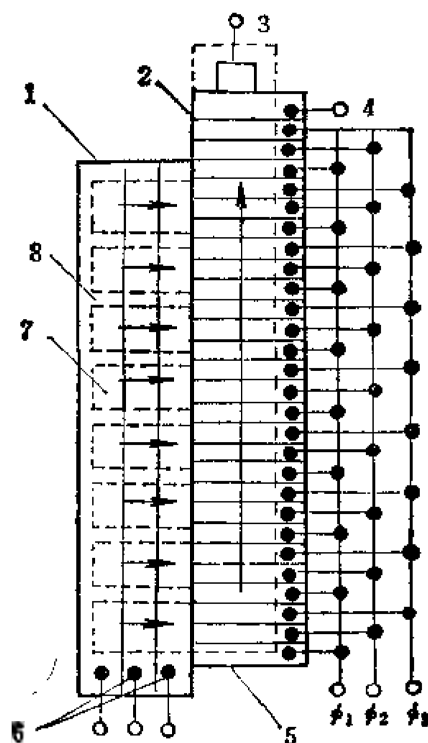


图21-138 电荷耦合线型摄象器件的原理图
1. 光照区(光积分区)、2. 读出寄存器、3. 输出二极管、4. 输出栅、5. 线转移电极、6. 横向转移电极、7. 存贮电极、8. 沟阻扩散。

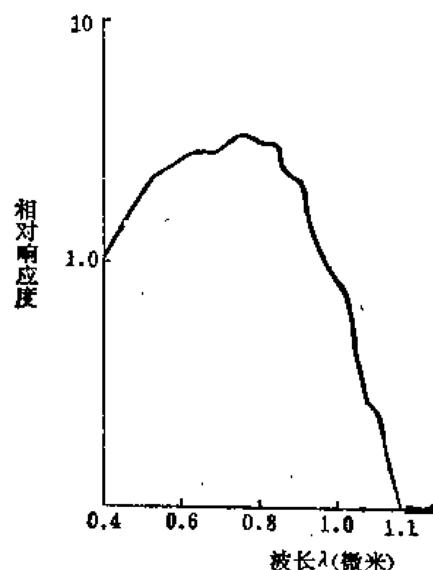


图21-139 线阵硅CCD摄象器件的光谱响应曲线

线型摄象器件只有一列光敏单元，只能监测一维变量，如要获得二维图象，则第二维要用机械方法扫描，如用旋转镜或借助于被摄景物的机械移动来完成。例如在拍摄照片资料时要把被摄的页面装在一细缝后面的滚筒上转动，使页面上的图形投影到器件上面，从而完成二维图象的拍摄工作。

国产线阵CCD摄象器件已有GZ101型128位，GZ102型256位、GZ103型512位、GZ104型1024位等线阵电荷耦合器件，其性能如图21-139到图21-141所示：

面阵型摄象器件就是把许多线型摄象器件排成二维形式，每一个纵列都是一个单独的线型阵列，成为一个单独的通道，通道之间要进行沟阻扩散，使之互相隔离，防止出现沟通弥

散现象。

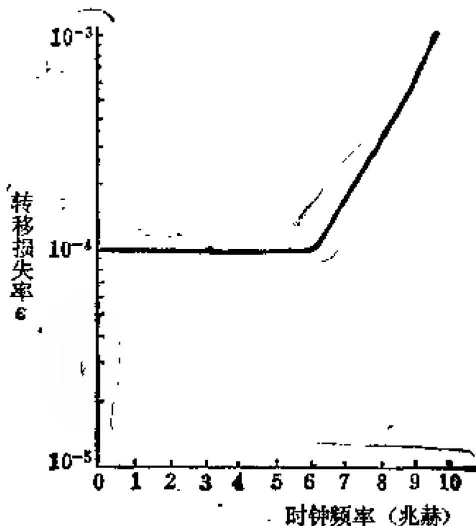


图 21-140　线阵CCD摄象器件转移效率与时钟频率关系曲线

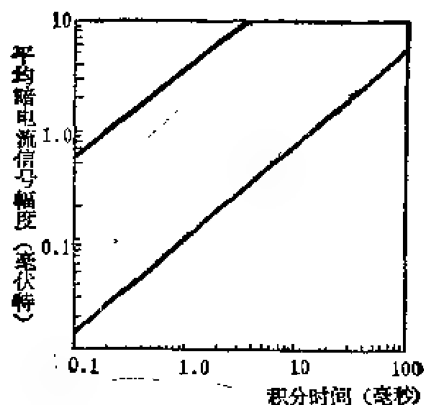


图 21-141　线阵CCD摄象器件平均暗电流与积分时间的关系

在面阵摄象器件中，信号电荷的转移通常采用三种方法，即帧转移、行间转移和线转移。帧转移的结构最简单，但它要求器件的面积较大，一般包括摄象区、存贮区、输出寄存器、输出栅及输出二极管。

当存贮器中原先的信号电荷都经输出二极管输出后，积累在摄象区（即光电积分区）各个单元中的景物的信息，在一个短暂的时间间隔内，在电极上所加的脉冲电压的作用下，依次转移到无光照的存贮区及输出寄存器，此后，光电积分区又恢复到积分状态，在相当于行扫描的时间内，把输出寄存器中的电荷图象转移到输出二极管，在相当行回扫的时间内，把存贮器中的信号电荷向下转移一行，随后再把电荷转移到输出二极管，这样一行行地把存贮的电荷图象在帧周期的时间内全部输出。紧接着再把电荷图象从光电积分区迅速转移到存贮区，以便开始第二帧的输出。

由于器件具有独立进行转移的三个部分，因此在基片上不必设置附加电路，可使器件的引线数减少，尽管存贮区的尺寸要求同摄象区的尺寸一样大，但由于单元结构简单，可以做得很小，因此这种器件的存贮读出区所占的面积不会比线型转移方式的转移结构所占的面积大很多。

国产 GZ201 型 120×150 位，GZ202 型 320×256 位面阵电荷耦合摄象器件已小批量生产，并用这些摄象器件试制成固体摄象机。

无论线型或面型器件，都有正面(设有金属栅的一面)或背面光照两种结构。就表面透射率而言，背面光照比正面光照要高，在可见光区，背面光照器件所得到的调制传递函数和量子效率相对来说比较高，但背面光照器件的硅衬底必须很薄，而且要求厚度均匀，这在工艺上比较困难。

目前电荷耦合摄象器件所以能引起各方面注意，是因为它和摄象管相比具有很多优点。它把光电转换机能，存贮机能以及扫描机能都合并在一起了，而不象摄象管那样需要有热阴极及电子枪系统，也没有真空封装问题。因此 CCD 器件对外界磁场的屏蔽要求小得多，体积小、重量轻。目前已有市售的前置放大器合为一体的摄象机，重 187 克，体积为

8.8×3.8×5.7 厘米³，仅比烟盒稍大些，显示了这种摄象机的使用灵便。

这种器件抗振动与冲击的能力及由此而引起的抗损伤的能力较强，而且还具有寿命长和弱光下灵敏度高的优点。使用起来也很方便，不需要进行预热，还不易受“滞后”或拖影的影响，而这两个因素正是其它类型的电视摄象管性能退化的重要原因。

从制造工艺上来看，固体摄象器件具有流程短，集成度高的优点。特别是经高温的工艺过程少，这对提高成品率及性能都有利。

CCD 器件虽然具有以上所述的各种优点，但也存在一些不足之处。例如，目前试制成功的摄象机其分辨率还不够高，由于器件中的种种缺陷，存在着许多不理想的异常现象；蓝光灵敏度低；有些工艺难度较高等等。这一切都为全固化摄象装置研制人员指出了努力方向。若维持当前的发展势头，可以预期，再经过几年的努力，就可以使它们的空间分辨率达到足以应用于广播电视的水平。

参考文献

[1] 王君容，薛召南等编，光电子器件，国防工业出版社，107、247-248页（1982）.

[2] 刘恩科，朱秉升等，半导体物理，国防工业出版社，362-364页（1979）。

[3] Driscoll W.G., Vanghan, W., Sponsorad by OSA, Handbook Optics, McGraw-Hill Book Co.p.4-1-69（1978）.

[4] Wolfe, W.L., Zissis, J.G., Prepared by IRIA Center, Environmental Research of Michigan, The Infrared Handbook, p.11-1-103,（1978）.

第二十二章 感光材料[1]

第一节 引 言

科学技术的发展对图象信息的记录、存贮、显示的要求越来越强烈，这些要求是：高分辨率，高灵敏度，实时显示，操作简便，彩色图象以及材料价格低廉等。历史上卤化银成象体系是首先发展起来的实用成象体系。卤化银材料之所以被人们重视，一是由于它的灵敏度很高，这是其它非银盐材料无法同它相比的；二是卤化银成象体系是一种式样最多，灵活性最大的成象体系。假若慎重地控制生产过程，可使反差、分辨率、感光速度和光谱灵敏度等方面在很大范围内变动，如表 22-1 所示。

表 22-1 卤化银成象体系的特性

特　　性	范　　围
感光速度	由晒印到波拉片
光谱灵敏度	响应波长从紫外(0.3 微米)到近红外(1.2 微米)
分辨率	由 20 线/毫米(印象纸)到超过 2000 线/毫米(用于分辨率板、集成电路等高分辨率干板)
反差	由低反差、大的曝光宽容度(艺术摄影)到极大反差、小的曝光宽容度(平板印刷)。
冲洗加工	由 3—5 秒(极薄坚膜乳剂)到几小时(厚的核径迹显示用的乳剂)

最近三十年来，对于卤化银感光乳剂，在以下几方面取得很大进步：坚膜乳剂、彩色乳剂、高分辨率乳剂、快速摄影的感光乳剂等。卤化银感光乳剂，由于它具备一些固有的优良特性，随着近代科学技术发展的需要，它将会获得更大的发展。

人们都希望用彩色图象真实地记录和传递自然界的信息，然而彩色影象付诸实用还是最近几十年的事，就银盐彩色胶片而言，在三十年代中期才有商品出现，到六十年代，各种彩色照相已得到广泛应用，目前，在电影领域已基本上取代了黑白片。

对于非银盐成象体系，特别是已得到应用的品种，如何实现彩色化，是人们十分关注的问题。例如用于大屏幕实时显示记录材料，如能用不同的颜色表现不同的目标，是非常有价值的。在复杂的机械制图中，各种线条交叉重叠，若用不同的颜色显示，就能方便地加以区别，在监测高能粒子和电子束的轨迹和剂量工作中，可用对不同剂量显示不同颜色的材料。热成象技术的发展，也已用不同的颜色来表示温度分布情况。此外，还有彩色复印等。如何进一步改进银盐体系的彩色成象技术，如何发挥非银盐体系的彩色成象技术，如何发挥非银盐成象体系的简便、快速、高分辨率等特点，而又适于彩色记录，这是迫切需要解决的问题。

非银盐成象材料，可以说是最古老的也是最新的成象材料。人们得到的第一张照片，就是利用非银盐材料拍摄的。然而，非银盐成象材料的真正发展只是最近20—30年的事，重氮摄影及静电照相的发展，成功地应用于缩微复制和文件复印，打破了卤化银材料的垄断地位。但是，我们也应看到，非银盐材料的某些重要性能，如灵敏度、彩色化等方面都还不如银盐材料，故其应用受到一定的限制。

近十年来，非银盐成象材料有了喜人的发展，如重氮、微泡重氮、电照相、自由基照相、热敏成象、光敏成象等都显示出重要的应用前景。另一方面，许多理论工作者，根据现有的实验资料，为非银盐成象材料的发展，从理论上进行概括和预测，指出了改进和提高的方向，这是前所未有的。

研究新的非银盐成象材料的关键问题，是如何提高材料的灵敏度。人们普遍认为，卤化银材料之所以有高的灵敏度，是因为在后处理显影过程中能进行量子放大，把量子产率大大提高。因此，人们自然考虑，要使非银盐材料有高的灵敏度，除了曝光时有高的量子产率外，还必须找到一种或几种后处理方法，进行量子放大，以便进一步提高量子产率。目前，由于银的来源有限，价格昂贵，加上卤化银材料操作繁琐，故研究新的非银盐成象材料，是一件十分有意义的工作。若能使非银盐材料的感光灵敏度有明显的提高，它们就是大有希望的感光材料。

第二节　卤化银感光胶片的物理性质

本节介绍卤化银感光胶片的物理性质和性能参量

一、特性曲线[27]

卤化银感光胶片的特性曲线是指光学密度与相应的曝光量对数的关系曲线，其中曝光量E_m等于辐照度E和乳剂表面辐照时间t的乘积，即

$$E_m = Et \tag{22-1}$$

式中辐照度的单位是勒克斯，辐照时间t的单位是秒，则曝光量的单位是勒克斯・秒。

光学密度D定义为不透明度的对数，而不透明度又是透射率τ的倒数，即

$$D = \log\frac{1}{\tau} \tag{22-2}$$

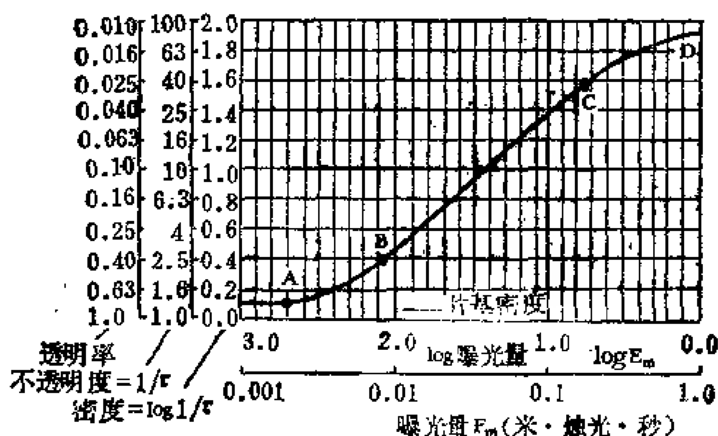


图 22-1　单色摄影负片的典型特性曲线

从式中可以看出光学密度代表经曝光后感光胶片不透明的程度，也就是感光胶片经曝光后发黑的程度的量值表示。

图 22-1 表示感光胶片的特性曲线[2]，图中A点所对应的光学密度代表片基密度和灰雾密度，胶片的片基密度通常在0.01—0.02密度单位的范围内，灰雾密度是未曝光颗粒被显影剂化学还原而产生的结果，从A到B这一段称特性曲线的趾部，其密度与片基密度和灰

雾密度有显著不同，从 B 到 C 这一段近似于直线，对一般胶片来说，该段的密度范围约在0.4到1.6之间。

特性曲线直线部分的斜率称为胶片的反差系数，记作 γ，胶片的反差系数可表达为

$$\gamma=\frac{D_C-D_B}{\log E_{mC}-\log E_{mB}} \tag{22-3}$$

式中光学密度 B_C 和 D_B 分别与曝光量 E_{mC} 和 E_{mB} 相对应。

对某些类型的胶片，用改变显影的时间来控制反差系数，通常，低反差的景物可用增加显影时间加以改善，高反差的景物可用减少显影时间来改善，但是，这些控制只能用在对该特定的胶片所规定的限度之内，因为对特定的胶片，可以推荐许多不同类型的显影液，胶片制造厂家提供如图 22-2 所示的反差系数与显影时间关系曲线，有助于在显影时得到规定的反差系数值，特性曲线的直线部分，即 BC 段，它在横坐标上的投影称胶片的曝光宽容度，从 C 到 D 称特性曲线的肩部，与 D 相对应的胶片密度为密度最大值。

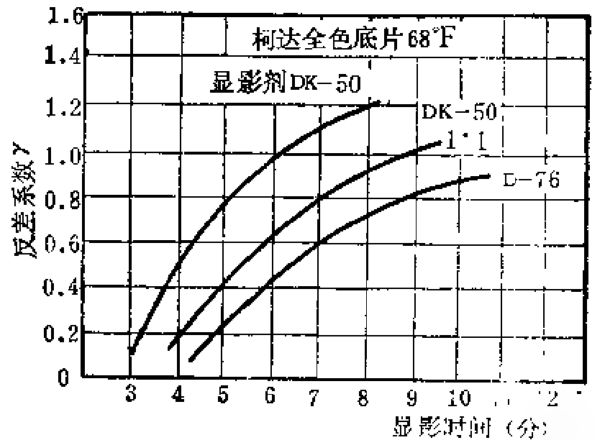
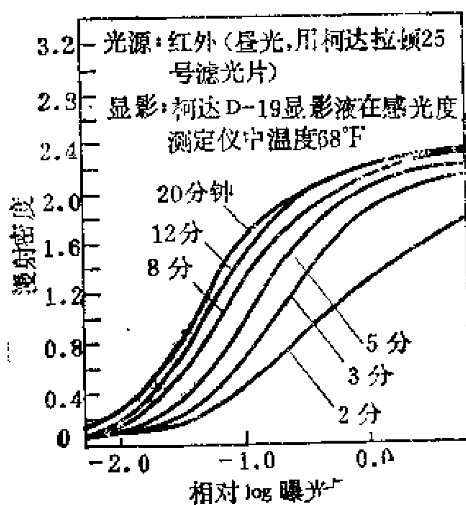


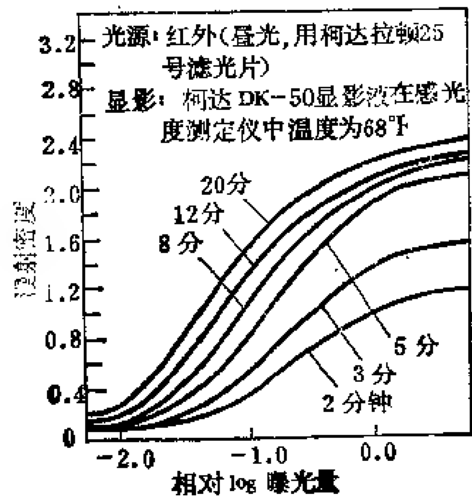
图 22-2　胶片的反差系数和显影时间关系曲线[3]

图 22-3 到图 22-8 为柯达公司几种不同类型胶片的特性曲线。图 22-9 和图 22-10 是两种光谱干板的特性曲线[4]。

另外，辐照度的色温也必须认真对待，在进行摄影时，胶片的曝光通常是在感光仪中进行的，对于曝光时间为10毫秒的胶片来说，光源的有效色温约6000开尔文，选用6000开尔文的色温为的是与晴朗日光辐照度的平均色温相匹配，虽然精确建立6000开尔文色温是颇为方便的，但实用价值并不很大，例如，对于主要是农作物或海洋区域的摄影来说，改变感光色温使之更接近于被拍摄的表面所反射的辐射通量的光谱分布，那将更为有利。



(a)



(b)

图22—3

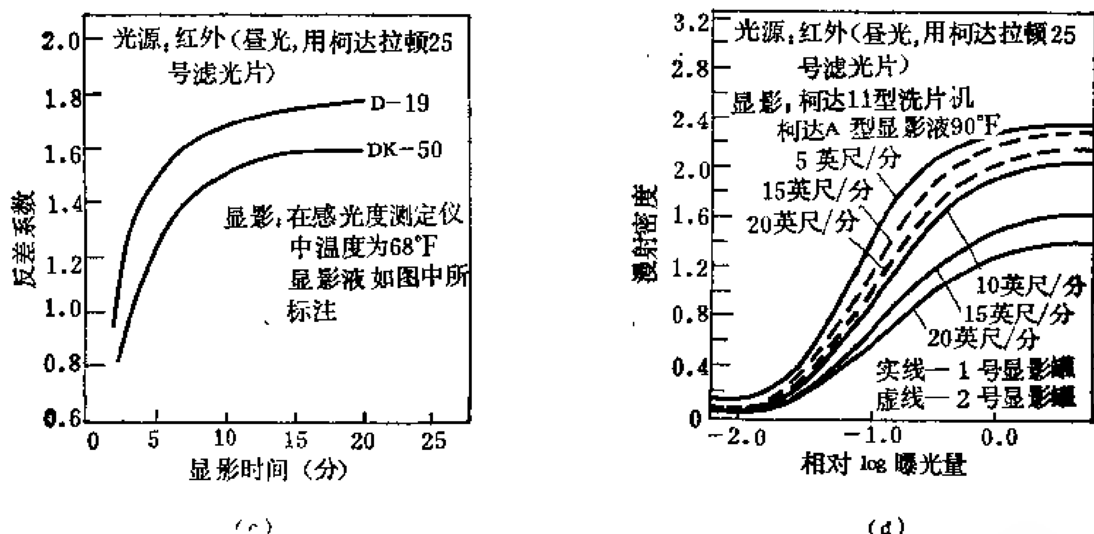


图 22-3　柯达 2424 型黑白胶片的特性曲线。(a)用 D-19 显影剂；(b) 用 DK-50 显影剂；(c) 对于 D-19 和 DK-50 显影剂的反差系数和显影时间的关系；(d) 用 A 型化学显影剂。

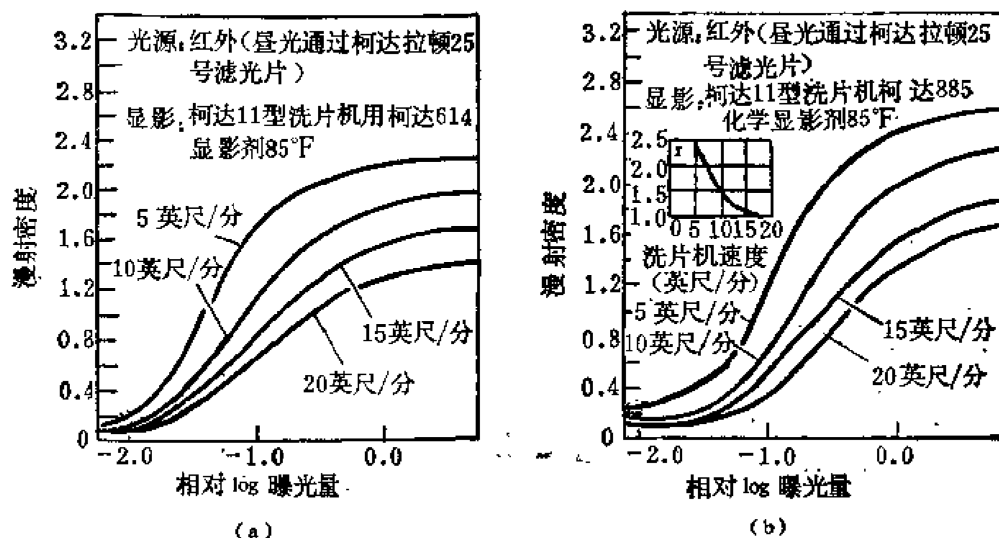


图 22-4　柯达 2414 黑白胶片的特性曲线。(a) 用 641 显影剂；(b) 用885 化学显影剂。

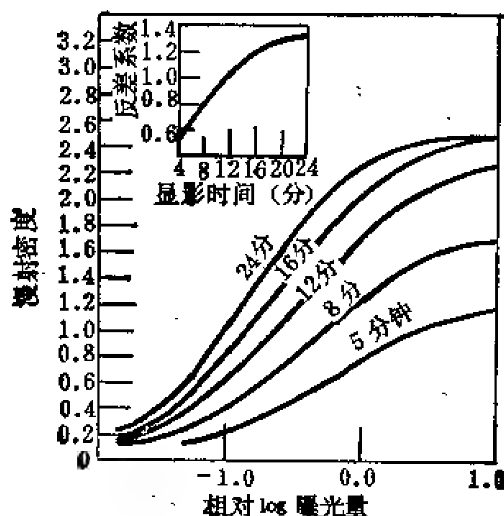


图 22-5　柯达 2481型（依斯达片基）高速红外胶片的特性曲线〔曝光，昼光，$\frac{1}{100}$秒，柯达拉顿25号滤光片。显影：20°C（连续搅动）显影，用柯达 D-76 显影剂〕。

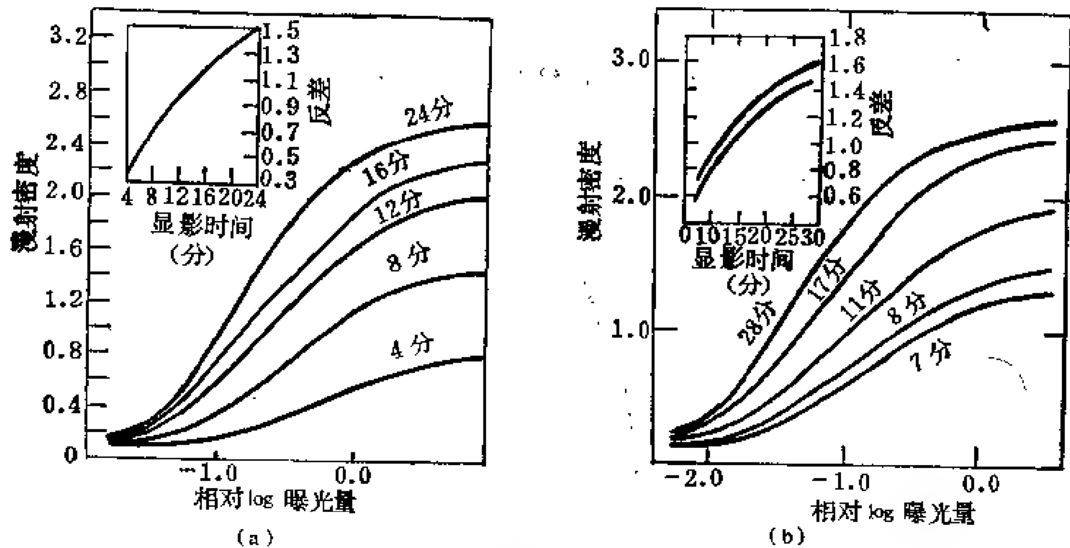


图 22-6 柯达 4143 高速红外胶片（依斯达厚片基）（a）——曝光：昼光，1/100 秒，用柯达拉顿 25 号滤光片；显影：20°C（连续搅动）显影，用柯达 D-76 显影剂。（b）——钨灯曝光：1 秒，用拉顿25号滤光片，+1.0 中性密度积分范围从 520 到 900 毫微秒。

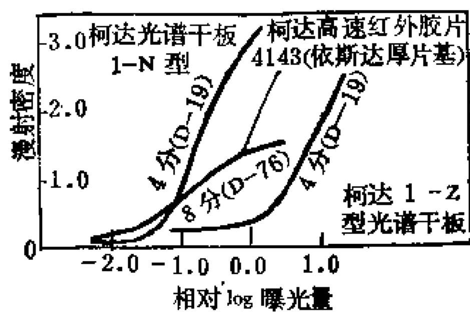


图 22-7 柯达黑白红外材料复合曲线。（曝光：钨灯，1 秒，用拉顿 25 号滤光片，+1.0中性密度，推荐显影温度：20°C）

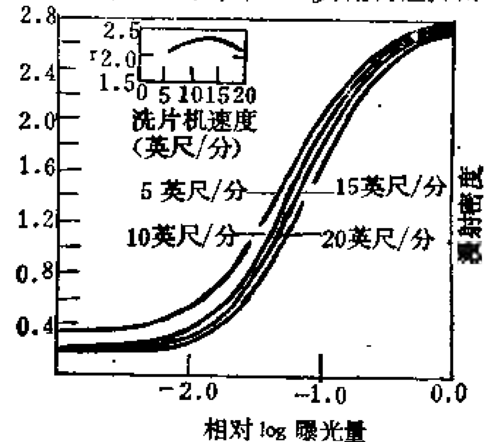
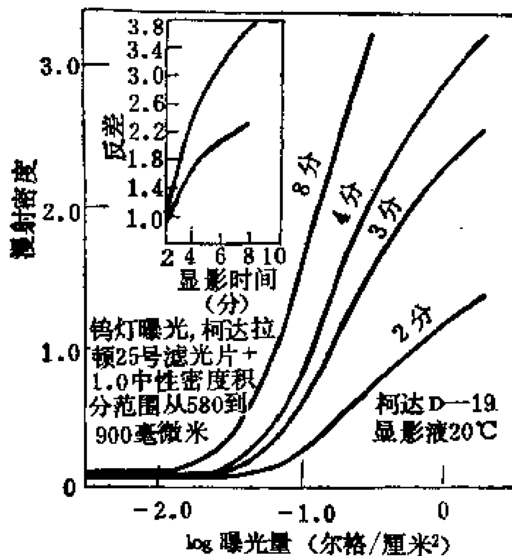


图22-8 SO-289(885化学显影剂)的特性曲线。(曝光：昼光，柯达拉顿25号滤光片，$\frac{1}{100}$秒。显影：柯达11型洗片机，885 化学显影剂，85°F，2号显影罐)



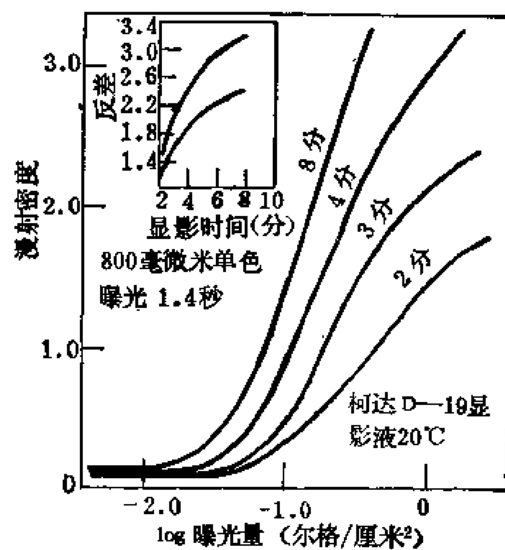


图 22-9 柯达 1-N 型光谱干板的特性曲线

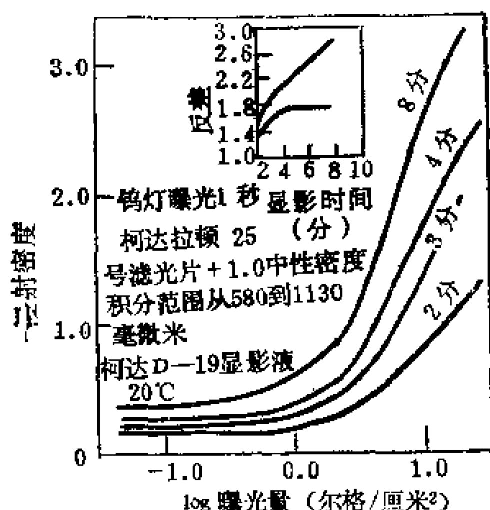


图 22-10　柯达 1-Z 型光谱干板的特性曲线

二、互易律

互易律告诉我们，光化学反应量只与感光材料吸收的光能有关，而与吸收光能的速度无关。感光材料所吸收的光能是由曝光量决定的，根据(22-1)式，曝光量等于辐照度与辐照时间的乘积。根据互易律，只要辐照度与辐照时间的乘积一定，光化学反应量是相同的。

为了测定特性曲线，胶片必须用一系列不同的曝光量来辐照，根据互易律，我们可以采取两种简单的方法，其一是使辐照度的值保持固定，而使曝光时间改变；另一是使曝光时间固定，而使辐照度改变，为改变辐照度通常使用已定标的分级密度板(阶梯密度板）。

遗憾的是，这两种方法一般得到的结果都不一样，这就是所谓互易律失效。对于大多数曝光时间为 1-100 毫秒的胶片来说，在一般情况下，上述差别是完全可以忽略不计的，但对于精密的测试工作，就必须进行检验。

这里互易律失效就是指胶片在曝光过程中，光学密度的大小不是简单地取决于辐照度与辐照时间的乘积，而且还与感光材料吸收光能的速度有关。所有感光乳剂都可观察到互易律失效现象，但是，通常在极短或极长曝光时间下这种互易律失效现象才是严重的。如天文照相，曝光时间为几小时，而在高速摄影过程中，曝光时间可以短到几个毫微秒，在这些情况下，互易律失效必须予以重视。另外，在多层彩色胶片曝光时，在很高或很低的温度下，摄影工作者都会遇到互易律失效现象。

为了解决互易律失效引起的困难，摄影科学工作者用实验所得的曲线来表示**在光学密度一定的情况下**，曝光量，辐照度以及辐照时间的关系，称作互易律失效曲线。图 22-11 和图 22-12为柯达公司许多典型感光乳剂的互易律失效曲线，这种曲线描述了曝光量和辐照度之间的对数关系。图 18-61 是另一种互易律失效曲线，即曝光量和曝光时间之间的对数关系。为获得一定的光学密度值，大多数感光材料的曝光量，辐照度以及辐照时间有一个最佳组合，

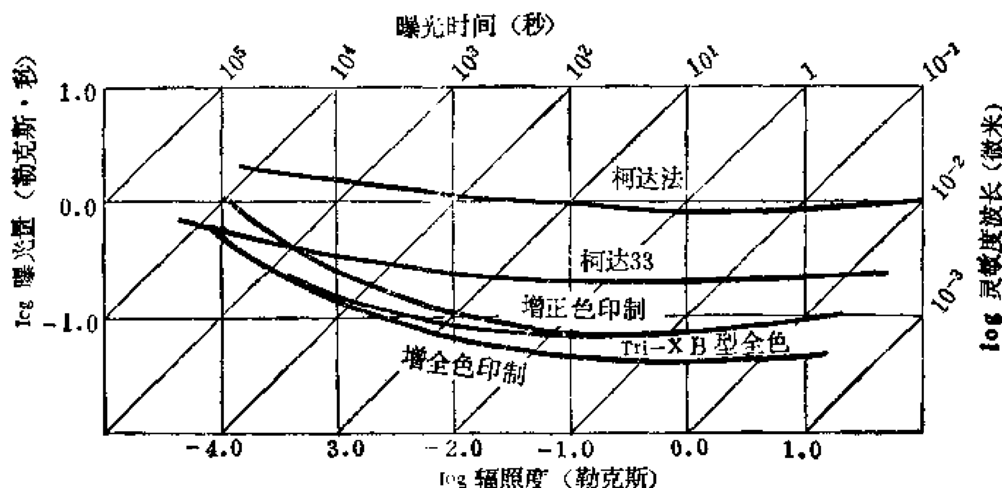


图 22-11　柯达公司的几种胶片的互易律效应曲线

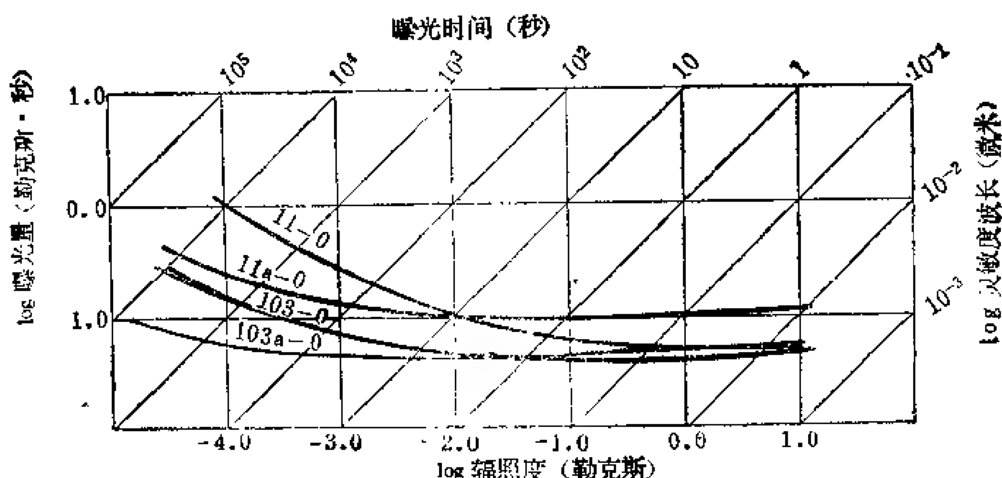


图 22-12　柯达公司的光谱干板的互易律效应曲线

这时可得到最大的照相效率。

间歇曝光效应是互易律失效的另一种形式。即在总辐射能相同的条件下，连续曝光与间歇曝光所产生的光学密度是不相同的。根据实践，在吸收分光光度计中使用间歇曝光，间歇曝光效应就很重要。当断续频率超过一定的临界值时，在平均光强相同的条件下，间歇曝光与连续曝光效果相同。频率临界值随光强而变。按照实践经验，对于间歇曝光，把总曝光量分为 100 份以上时，间歇曝光将与连续曝光有相同的效果。

三、胶片速度

胶片速度代表胶片乳剂对光照的反应能力，在光学密度一定的条件下，所需曝光量越少，则胶片速度越大，或者说，胶片乳剂的感光度越大，胶片速度的实际意义就在于此。正因为这样，感光速度低的胶片，在照明条件较差或在高速摄影情况下，就很难使用了。

由于胶片速度的制定方法在国际上没有统一规定，各个国家都有自己的标准，如我国采用中国标准制（GB），德国采用定制（DIN），美国采用美国标准制（ASA），苏联采用苏联标准制（ГОСТ）等。目前国际上普遍采用新 ASA 制和新 DIN 制。各种感光度标准，由于测定条件不同，没有准确的换算关系，但从摄影实践经验中已总结出一套对照数据（表 22-2）。关于 $ГОСТ_{0.2}$，$ГОСТ_{0.85}$，Weston，Sch，H & D 和 DIN 制，ASA 之间经验换算关系，参阅表 18-30。

今以美国标准制（ASA）以及柯达公司对他们所生产的航空胶片的速度计算制为例，对胶片速度作进一步的阐明。

美国国家标准 ASA 片速，记为 S_x，由下式来表示

$$S_x = 0.8/E_m \qquad (22\text{-}4)$$

式中 E_m 为对应于图 22-13 的 M 点的以勒克斯·秒计算的特殊曝光量，M 点确定在密度比总灰雾高出 0.1 个单位处，为了使不同显影过程的影响最小，确定显影时间

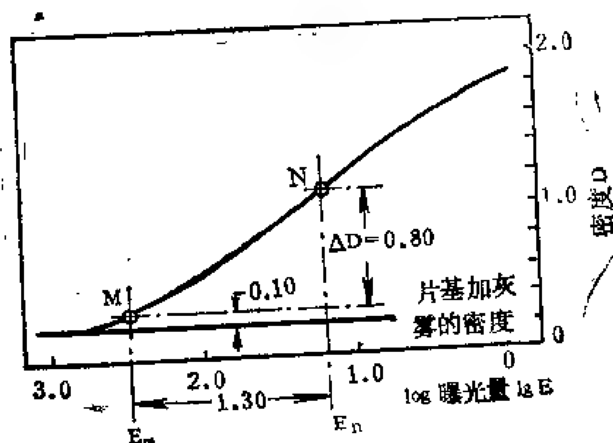


图 22-13　胶片速度的确定[4]

表 22-2 各种胶片速度对照表[5]

GB（中国标准制）	DIN（德国定制）	ASA（美国标准制）	ГОСТ（苏联标准制）
7°	7°	4	3
8°	8°	5	4
9°	9°	6	5
10°	10°	8	6
11°	11°	10	8
12°	12°	12	11
13°	13°	16	16
14°	14°	20	20
15°	15°	25	22
16°	16°	32	25
17°	17°	40	32
18°	18°	50	45
19°	19°	64	50
20°	20°	80	65
21°	21°	100	90
22°	22°	125	100
23°	23°	160	130
24°	24°	200	180
25°	25°	250	200
26°	26°	320	250
27°	27°	400	300
28°	28°	500	400
29°	29°	650	500
30°	30°	800	600
31°	31°	1000	800

表 22-3 ASA 片速表

$\lg E_m$值 从	$\lg E_m$值 到	美国国家标准片速 ASA
6.35—10	6.44—10	3200
6.45	6.54	2500
6.55	6.64	2000
6.65	6.74	1600
6.75	6.84	1250
6.85	6.94	1000
6.95	7.04	800
7.05	7.14	630
7.15	7.24	500
7.25	7.34	400
7.35	7.44	320
7.45	7.54	250
7.55	7.64	200

续表

lgE$_m$值 从	到	美国国家标准片速 ASA
7.65	7.74	160
7.75	7.84	125
7.85	7.94	100
7.95	8.04	80
8.05	8.14	63
8.15	8.24	50
8.25	8.34	40
8.35	8.44	32
8.45	8.54	25
8.55	8.64	20
8.65	8.74	16
8.75	8.84	12
8.85	8.94	10
8.95	9.04	8
9.05	9.14	6

以使图22-13中的 N 点的密度比 M 点高一个密度间隔 $\Delta D=0.8$，N 点在较大曝光量方向上离 M 点1.3个对数曝光量单位处，表22-3给出了ASA片速的典型值。

柯达公司对他们所生产的航空胶片的速度计算制采用航空曝光指数（AEI）和航空胶片速度（AFS）。航空曝光指数（AEI）定义为特性曲线趾部斜率为0.6r的那一点所对应的曝光量的二倍的倒数。航空胶片速度（AFS）定义为特性曲线趾部灰雾值以上密度为0.3的那一点对应的曝光量的$\frac{2}{3}$的倒数。在表22-4中，介绍了一些典型的航空摄影胶片的航空曝光指数和航空胶片速度。表18-31列出高速摄影中常用胶片的性能。

表 22-4　航空摄影胶片[7]

胶片名称	胶片型号	片基名义厚度（微米）	航空胶片速度（AFS）	航空曝光指数（AEI）	显影剂	分辨率 线/毫米 反差1000:1	反差1.6:1	颗粒度均方根值
Plus-X 航空胶片	2402	100	200	80	D-19	100	50	19
Tri-X 航空胶片	2403	100	650❸	250	D-19	80	20	33
Dowbl-X 航空胶片	2405	100	320❸	125	DK-50	80	40	26
Panatomic-X 航空胶片	3400	60	64	20	D-19	160	63	16
Plus-X 航空胶片	3401	60	200	64	D-19	100	40	30
高清晰度航空胶片	3414	60	8	2.5	D-19	630	250	9
航空红外胶片❶	2424	100	200	100	D-19	80	32	33
航空多谱段红外胶片❶	50-289	100	100			200	80	12
航空红外反转胶片❷	2443 3443	100 60	40 40	10 10	FA-5 EA-5	63 63	32 32	17 17
高清晰度航空红外反转胶片❷	S0-127	100	6❸		EA-5	160	50	9
航空红外反转胶片❷	S0-131 S0-130	60 40	6❸ 6❸		EA-5 EA-5	160 160	50 50	9 9
航空彩色负片	2445	100	100❸	32❼	航空负片彩色显影剂	80	40	13

续表

胶片名称	胶片型号	片基名义厚度（微米）	航空胶片速度（AFS）	航空曝光指数（AEI）	显影剂	分辨率线/毫米		颗粒度均方根值
						反差1000:1	反差1.6:1	
航空彩色红外反转胶片	2448	100	32❷	6❺	EA-4	80	40	12
航空彩色胶片	S0-242	60	6	2	EA-4	200	100	11
	S0-255	40	6	2	改进的	200	100	11
航空彩色红外反转胶片	S0-397	100	64❸	12	EA-4	63	32	13
	S0-131	60	64❸	12	EA-4	63	32	13
透水红外航空胶片	S0-224	100	40❸		EA-5	125	50	14
安斯可彩色胶片	D/200	100	90❶	30	AR-1c	100	50	15
安斯可彩色胶片	D/500	100	230❶	75	AR-1c	80	40	15

❶对应于没有滤光片时的速度。

❷与雷登1/2滤光片对应的速度。

❸有效胶片速度是相对速度，是将其速度与《ANSI标准PH2．34》确定的胶片进行比较而得的。

❹在作资料汇编时，制造厂商还没有公布与该胶片对应的航空胶片速度。所示的数值是估计值，它是以航空曝光指数乘以大约等于3的系数而确定的。

❺HF-3、HF-4、和HF-5之类的雾滤光片可以在不改变曝光量的情况下使用

❻颗粒度均方根值为弥散视觉密度标准偏差的1000倍，弥散视觉密度是扫描光点尺寸为48微米的f/2.0系统对均匀曝光和显影的样品进行扫描而得到的。

四、光谱灵敏度

卤化银感光胶片的主要优点是它的光谱响应范围很宽，从近紫外区、蓝区到近红外区的辐照都能使它感光，大部分航空黑白胶片的光谱灵敏度都是对红色增感的全色胶片，就是说这些胶片对整个可见光谱段都是灵敏的，通常用灵敏度这一参量来描写胶片的感光特性．灵敏度S定义为在总灰雾密度以上产生光学密度为1.0密度单位所需曝光量的倒数，相对于不同波长范围，辐照的感光特性是不同的，图22-14和图22-15分别表示航空黑白胶片的光谱响应曲线[7]，从图中可以看出航空黑白胶片对红光辐射仍能感光，而且在0.69微米附近有一个峰值。航空黑白胶片2424以及SO-289，光谱响应曲线已延伸到0.9微米，属红外黑白胶片，根据胶片的感光特性，我们把胶片划分为五种类型：

感蓝胶片：对近紫外到蓝光区感光的胶片，这种胶片不含增感剂，具有卤化银感光材料的固有感光特性。

正色胶片：对近紫外、蓝光和绿光区感光的胶片。

全色胶片：对近紫外、蓝光、绿光和红光区（到0.66微米）感光的胶片。所谓全色指感光区已包括全部可见光光谱区。

红展宽胶片：对近紫外、蓝、绿和红区（到0.72微米）感光的胶片，如航空黑白胶片3404就属于红展宽胶片。

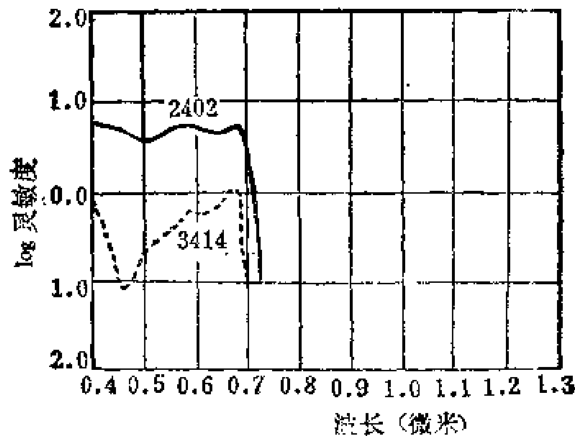


图 22-14 航空黑白胶片 2402 和 3414 的光谱响应曲线

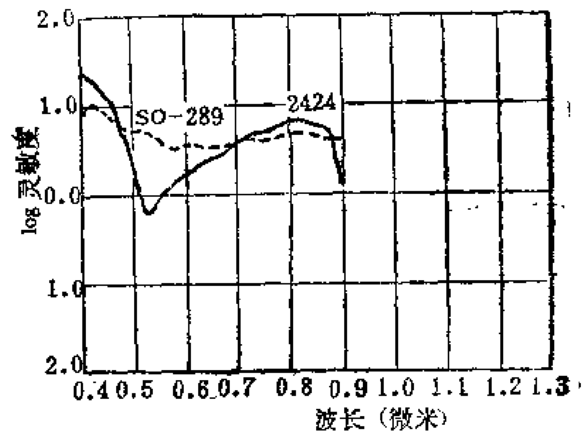


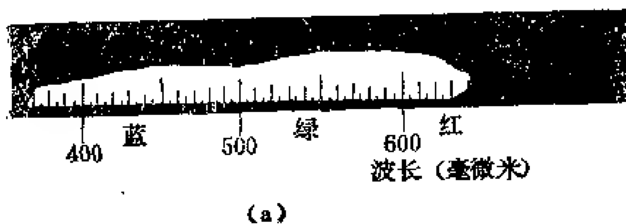
图 22-15 航空黑白胶片 2424，SO—289 光谱响应曲线

红外胶片：对近紫外、蓝、红和近红外区（到 1.2 微米）感光的胶片。

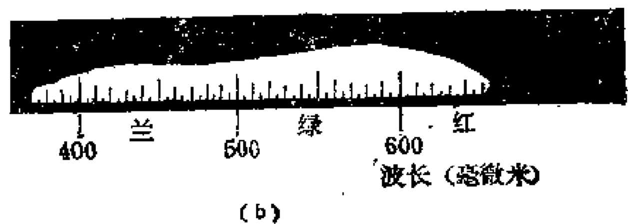
各种胶片的光谱响应曲线，可以用光劈摄谱仪进行测量得出光谱灵敏度的相对值随波长的变化，这种测量只能作相对的比较，图22-16、22-17、22-18、22-19就是用这类测量方法得到的光谱响应曲线。



图 22-16 感蓝胶片光谱响应曲线



(a)



(b)

图22-17 全色胶片光谱响应曲线

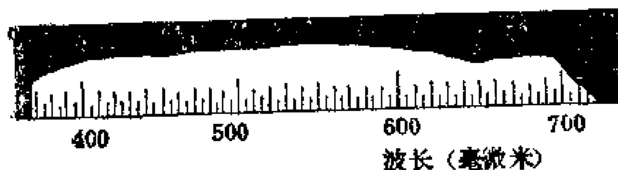


图22-18 红展宽胶片光谱响应曲线

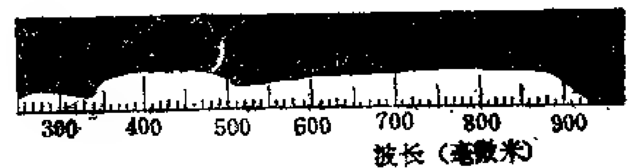


图 22-19 扩展到红外区的胶片的光谱响应曲线

若用光谱感光计，则可对光谱灵敏度作定量测量，从而获得绝对光谱灵敏度。图 22-20 和图 22-21，分别表示柯达公司 2430 型和 3404 型胶片的光谱响应曲线。

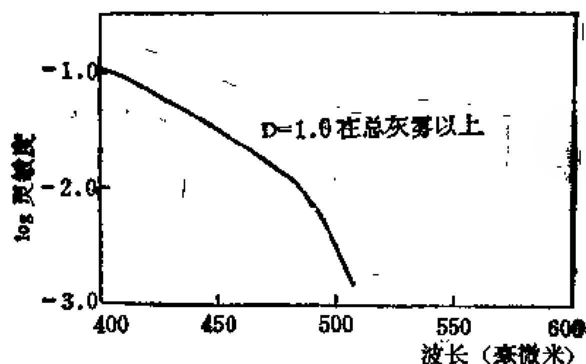


图 22-20　柯达 2430 细颗粒航空胶片的光谱响应曲线（D-76显影液）

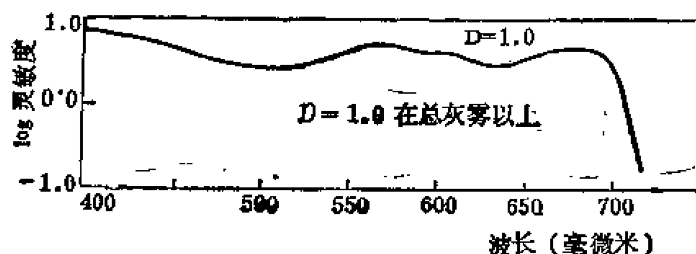


图 22-21　柯达 3404细颗粒航空胶片的光谱响应曲线（D-19 显影液）

五、分辨率

分辨率是衡量胶片记录影象可分辨最小尺寸的能力。有时也称它为解象力。胶片的分辨率是在最佳的聚焦、曝光和冲洗的条件下，从影象中能分辨的最细线宽二倍的倒数，分辨率可分为下列几个等级：

L = 低　　　（低于56线/毫米）

ML = 较低　　　（56—68线/毫米）

M = 中等　　　（64—95线/毫米）

H = 高　　　（96—135线/毫米）

VH = 甚高　　　（136—225线/毫米）

EH = 极高　　　（高于 225 线/毫米）

这些数据是在分辨率测试板反差为1000：1 条件下测得的，一般说来，分辨率随照相乳剂灵敏度下降而增大，随分辨率测试板反差的减小而下降。分辨率是测量影象质量较为适用的技术，目前已广泛地使用它，并作为描述影象质量的基本参量。

六、颗粒度

大部分照相影象在放大观察之前，看起来往往都认为是均匀的，而放大表明，影象是由胶片感光后分解出来的银颗粒在乳剂内按感光情况分布构成的，这些颗粒的大小，均匀性以及它在乳剂内的分布是影响象质的重要因素。

颗粒度效应是由于显影后的乳剂中银粒密度的变化而引起的，它会使通过显微密度计扫描孔径的光通量发生起伏。

为了测定颗粒度，把待测胶片均匀曝光，并经过显影定影使其密度 $D = 1.0$ 密度单位，

（总灰雾密度以上），然后再将胶片用显微密度计进行扫描，显微密度计扫描孔径的直径为48微米，设 d 为扫描方向的扫描孔径宽度，则可按大于 d 的等距离间隔上进行扫描，测得一系列密度值 D_i（$i=1$，2……），而后用方程式22-5确定光学密度的标准偏差$\sigma(D)$

$$\sigma(D)=\left[\frac{n\Sigma D_i^2-(\Sigma D_i)^2}{n(n-1)}\right]^{\frac{1}{2}} \tag{22-5}$$

式中　D_i——光学密度读数；

n——读数的数目，（为了获得高精度，其值约等于1000）。

在确定标准偏差 $\sigma(D)$后，就可以用它来确定塞尔温颗粒度 G，具体关系式为：

$$G=\sigma(D)A^{\frac{1}{2}} \tag{22-6}$$

式中　A——扫描孔径的面积。

必须注意表22-3中的颗粒度均方根值已用因子1000去乘），一般说来，用48微米孔径所作的颗粒度测量，当以漫射视觉密度来确定时，将会显示出用12倍的单筒显微镜来观察漫射样品而产生的多粒状感觉的量级。

某一给定胶片的颗粒度还与所用的显影剂的类型，显影程度，显影后影象的平均密度，以及卤化银晶体的粒径分布有关，由于颗粒度随密度的增加而增加，所以必须防止曝光过度或显影过度，而且低反差部分的平均密度不能比 1 大很多。

在许多情况下，为使某次摄影中所得影象颗粒度减至最小，通常只能通过试验来确定摄影乳剂和显影剂两者的良好配合，可以在以下两种组合中进行选择：高速、粗颗粒乳剂配用微粒显影，低速、微粒的乳剂配用标准显影剂。

七、潜　影

潜影一词是指胶片经曝光产生的不可见图象，化学显影后才形成可见的图象，在典型的乳剂中，每个卤化银晶体有 10^6—10^9 银离子，对卤化银晶体曝光，只能使少数银离子还原为金属银，这是整个晶体能显影的必需条件。



$$A_gX \xrightarrow{h\nu} A_g{}^0+X^- \tag{22-6}$$

卤化银晶体经曝光后，只要有三、四个银原子在一起就可以形成一个潜象点，卤化银乳剂的最大优点是，经曝光后卤化银晶体上几个银原子构成的潜象点，在显影过程中得到放大，形成 10^6—10^9 个金属银原子，迄今为止，其它感光材料还没有这样大的放大作用，另外，卤化银乳剂的潜象通常可以存在相当长的时间，经显影后仍可得到可见的影象，大部分非卤化银感光材料，它们的潜影象存在是很短暂的，经曝光后，应尽快冲洗成可见影象。

八、摄影乳剂的调制传递函数

当正弦分布的辐射用线性光学系统来成象或用具有线性响应的探测器来记录时，最后输出必将是具有正弦分布辐照度的图象，所以，当需要确定摄影乳剂的调制传递函数（MTF）时，在若干空间频率上呈正弦变化的辐射可能在摄影乳剂上成象，象与目标调制度的比值跟空间频率的依赖关系称之为乳剂的调制传递函数。

在数学上，上述过程可以通过对正弦分布的目标辐射率 $L(x)$的描述，简单地得到解释，相应的关系式为

$$L(x)=L_0+L_1\cos(2\pi\nu x)\qquad(22\text{-}8)$$

式中　L_0——背景辐射率，常量；

L_1——按周期变化辐射率的振幅；

ν——空间频率；

x——距离。

根据定义，目标的调制度 M_0 可表示为

$$M_0=\frac{L_1}{L_0}\qquad(22\text{-}9)$$

与空间频率 ν 对应的乳剂的调制传递函数若以 $\tau(\nu)$ 来表示，则

$$\tau(\nu)=\frac{M_e(\nu)}{M_0(\nu)}\qquad(22\text{-}10)$$

式中　$M_0(\nu)$——入射到摄影乳剂上的空间正弦分布的调制度（目标调制度）；

$M_e(\nu)$——曝光后，乳剂上正弦分布的调制度（象调制度）。

显然，改变 ν 的数值，就可以获得乳剂传递函数与空间频率的关系曲线图。

精确地确定摄影乳剂的调制传递函数所遇到的主要困难在于高质量正弦靶的制备，在空间频率大于约 100 线/毫米时更是如此，经常使用的测试板有二种，其一为具有正弦透射比的胶片，另一为正弦挡板，挡板既可用柱面透镜来成象，也可把测试板或乳剂移到垂直于挡板频率轴的方向，有一些单位制造了前面那种类型的低频测试板，并利用这种测试板进行了试验，进而提供了为显示分布中不希望有的高次谐波而作的显微密度计扫描分析的结果。

在实验时，测试板是用高质量的照相机拍摄的。在极高频率条件下测试时，采用显微物镜，同时测试板放在长共轭位置，此时，可以利用狭缝对严格地与曝光乳剂处于同一平面的图形进行扫描，把光电倍增管放在狭缝的后面就可以确定出方程(22-9)中的调制度 $M_0(\nu)$。在曝光过的乳剂显影定影后，也用显微密度计来扫描，然后再参照曝光分级模片（有时称光楔片或灰阶片），将显影乳剂上的调制度用曝光量来表示，以便给出 $M_e(\nu)$，对其它频率同样可以按上述步骤进行，从而获得完整的胶片调制传递函数。图 22-22 是柯达 3400 黑白航空胶片调制传递函数的曲线。

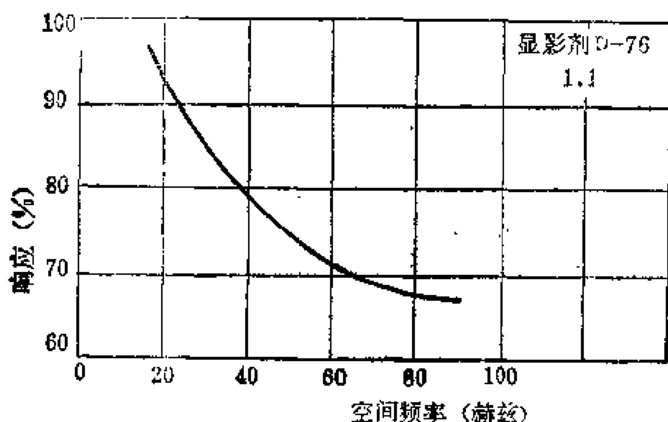


图 22-22　柯达 3400 黑白航空胶片的调制传递函数。

在某种程度上，摄影乳剂的调制传递函数还与若干实验因素有关，入射到成象系统高速乳剂上的大角度辐射锥将导致象的扩散，对于厚乳剂的情况更是如此。遗憾的是，高分辨率的黑白航空胶片乳剂厚度约为5 微米，而彩色航空胶片的总乳剂厚度约为 25 微米，从而使这种影响变得十分严重。相邻效应有使边缘清晰度提高的趋势，在低频和中频条件下，当入射调制度很高时，情况更是这样，据此，可以说明有些乳剂在 5 或 10 线/毫米的空间频率附近传递函数之所以大于 1 的原因。上述效应与显影剂及搅拌情况有关，当空间频率等于零时，有几种摄影乳剂的传递函数呈现小于 1的情况，这可归因于光晕现象，而且当胶片的片基被染色或褪

色时可以恢复。

第三节　卤化银黑白胶片

本节主要介绍卤化银黑白胶片的制备以及卤化银黑白胶片的冲洗加工步骤。

一、卤化银黑白胶片的制备

图 22-23 表示国产《太行》120 全色胶片的涂层结构。共分明胶保护层、感光乳剂层、片基底层、片基以及防静电层等多层结构。

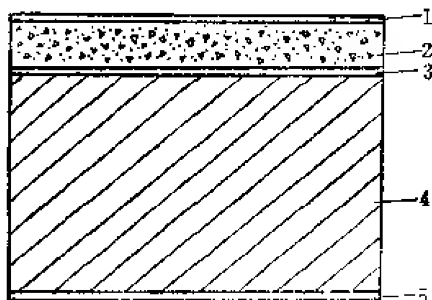


图22-23　《太行》120 全色胶片的涂层结构

1. 明胶保护层；　2. 感光乳剂层；
3. 片基底层；4. 片基；5. 防静电层。

一般的黑白胶片卤化银乳剂，是典型的银盐胶体悬浮液。涂布于相纸、玻璃或聚酯的片基上。随用途的不同，乳剂的厚度范围由几微米到几毫米。通常胶片外面有一层很薄的透明明胶保护层，以免划伤和挤压粘连。

明胶粘合剂对胶片性能有很大影响，它是冲洗液快速渗透的理想介质，明胶粘合剂有良好的光学透明性，加入柔软剂可使其寿命增长，而且为高速摄影，探测、倒回缩微胶片提供较快的输片速度。明胶粘合剂除了以上的作用之外，它还起着吸卤剂的重要作用，当卤化银曝光之后，卤化银晶体有的就分解为金属银和卤素，假若没有一些起着吸卤剂作用的物质存在，卤素可以重新与银化合，从而影响胶片的曝光质量。

下面简要地介绍感光胶片的制作过程：

1.卤化银在稀的明胶溶液中沉淀，负片乳剂通常由溴化银和少量碘化银组成。相纸通常使用氯化银、溴化银或二者合起来使用，氯化银相纸感光速度最低，而溴化银可提高其感光速度，溴化银相纸的感光速度是该类中最快的。

2.乳剂在温度约为 50—80°C 下加热，这是提高卤化银晶体的颗粒大小和调整晶体颗粒大小分布的方法之一。当乳剂成熟达到预期阶段时，在溶液中补充明胶，冷却时就成为凝固状乳剂，而后把它切成碎片，再用冷水冲洗，除去过量的盐类，除去上层的清液，留下凝固乳剂，然后把它放入纯水或明胶溶液中，对于印相纸，要用水洗乳剂型，容许存在一些过量的盐，可是现代的负片材料是凝固的、低盐型。

3.将凝固乳剂加热到 50℃左右，使它溶化，因为大部分的过量盐类已经除去，颗粒大小和形状变化很小。加入少量的化学增感剂，如硫、银和金盐等，使材料的感光灵敏度增强。

通常不含光学增感剂的卤化银晶粒，对波长大于 0.49 微米的辐射已不能感光，加入光学增感剂后，可使感光区最大扩展到 1.2 微米，达到近红外光谱区，在涂布之前，加入适量的保护剂和防灰雾剂，使成品稳定，保存期延长。

4.制成的感光乳剂涂布在合适的片基上，现在使用的普通照相胶片的片基是各式各样的醋酸纤维素或聚乙二醇对苯二甲酸酯。在实用中，希望改善尺寸的稳定性，对冲洗药液吸收小，并具有抗磨损能力。在光谱照相，集成电路掩模的精密应用中，要求很高的尺寸稳定性，乳剂要涂布在洁净的光学玻璃片上。由于硝酸纤维素的可燃性和化学不稳定性，现在已

不再用它制作胶片。

表 22-5 列出柯达航空胶片尺寸变化的特征

表 22-5　柯达航空胶片尺寸的稳定性

尺寸变化 特性 / 片基和胶片	标准片基厚度（密耳）	尺寸变化：暂时的：线性膨胀的湿度系数（%）每1%RH❹未冲洗的	尺寸变化：暂时的：线性膨胀的温度系数（%）每°F	尺寸变化：暂时的：线性膨胀的温度系数（%）每°C	尺寸变化：永久的：冲洗的尺寸变化（%）	尺寸变化：永久的：冲洗胶片的老化收缩（%）在120°F 2%RH 一周	尺寸变化：永久的：冲洗胶片的老化收缩（%）在78°C 60%RH 一年
Estar聚酯：							
Double—X航空胶片 2405❶	4.0	0.0020	0.001	0.002	－0.03到＋0.01	0.03	0.03
Plus—X 航空胶片 3411❷	2.5	0.0035	0.001	0.002	－0.004到＋0.003	0.08	0.04
航空胶片4421❸	7.0	0.0015	0.001	0.002	－0.01到＋0.02	0.02	0.02
航空彩色负片2445❶	4.0	0.0030	0.001	0.002	－0.03到＋0.03	0.04	0.03
航空红外反转胶片 2443	4.0	0.0025	0.001	0.002	－0.03到＋0.02	0.06	0.03

❶*Estar* 片基，❷*Estar* 薄片基，❸*Estar* 厚片基，❹*RH*：相对湿度。

5.为保证感光乳剂和片基之间良好的粘结，需要增加片基底层，另外还需涂布其它薄层，如薄的透明明胶保护膜，以防止划伤和磨损，在乳剂和片基之间或片基背面涂布含有吸光染料的薄层，使不希望的光降为最小。

大部分照相纸采用高质量、碎布片含量高的纸，在乳剂和相纸之间加一薄层，以改善白度，此薄层是由硫酸钡组成的。

二、显影与定影

卤化银黑白胶片的冲洗，是指经过曝光后的胶片中看不见的潜象，经冲洗之后变成可见的银影像，冲洗步骤归纳如下：

1.曝光后的卤化银颗粒，经显影成可见影象；

2.定影溶去未显影的卤化银；

3.水洗除去定影的付产物；

4.干燥。

卤化银胶片曝光后，经显影剂显影，形成可见影象，潜象点起着催化剂作用，提高显影剂还原卤化银晶体为金属银的速度，未曝光的卤化银晶体也被显影剂还原，但是还原速度很慢，若有充分的时间，显影剂将使乳剂中全部卤化银还原，使全片产生高密度。

显影速度受许多因素的影响：

1.乳剂组成，厚度和硬度；

2.显影剂配方；

3.显影剂耗损；

4.显影时间和温度；

5.对显影剂的搅拌。

以国产《太行》高速胶片为例，来具体说明黑白胶片冲洗加工条件及照明要求：[4]

1.冲洗加工程序

	时间	温度
显影	10-12分	20±0.5℃
水洗	15秒	18±3℃
定影	5-10分	18±3℃
水洗	15分	18±3℃

2.洗影液配方

米吐尔	2克
无水亚硫酸钠	100克
对苯二酚	5克
硼　砂	2克
溴化钾	0.6克
水加至	1000毫升
PH值	8.6±0.2

3.定影液配方

硫代硫酸钠	240克
硫酸铝钾	15克
无水亚硫酸钠	15克
硼　酸	7.5克
冰醋酸	13.5毫升
水加至	1000毫升
PH值(20℃时)	4.6±0.2

4.安全照明要求

胶片应在全黑暗室或暗绿灯下启封或加工，即使在暗绿灯下，也不能近距离较长时间直接照射胶片，以免引起胶片灰雾上升，影响质量和使用效果。

第四节　彩色胶片

许多实际应用已经表明，彩色胶片比通常的黑白胶片能提供更多的信息，彩色胶片具有独特的优点，它能把不同色彩的物体区分出来，而在黑白胶片中却呈现相同的灰色色调。

不管反转片或负片，都广泛地采用三层彩色胶片，所以本节只讨论这类彩色胶片。下面我们对彩色胶片的构造，洗印以及对一些基本性能参量的测量进行讨论。

一、胶片片基

大部分彩色胶片的片基都是聚酯材料，典型的三层乳剂彩色胶片的结构如图22-24所

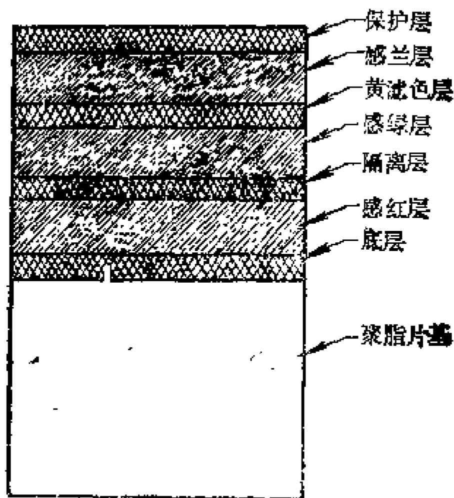


图 22-24 彩色胶片的典型结构[6]

示，在一般情况下，每一乳剂层的厚度约等于 5 微米，其它各层的厚度约等于 2 微米。保护涂层的作用是防止磨损，隔离层的作用在于阻止感绿和感红层之间的染料扩散，黄滤色层除阻止所有的蓝光辐射到达下一层以外，还能阻止感绿层和感蓝层之间的染料扩散，底层的作用在于改善乳剂层与片基之间的附着力。

二、胶片的类型

彩色胶片基本上有两种不同的类型——反转胶片和负片，两者之间的区别在于：反转胶片显影之后首先呈现彩色透明"正"象，而负片显影之后呈

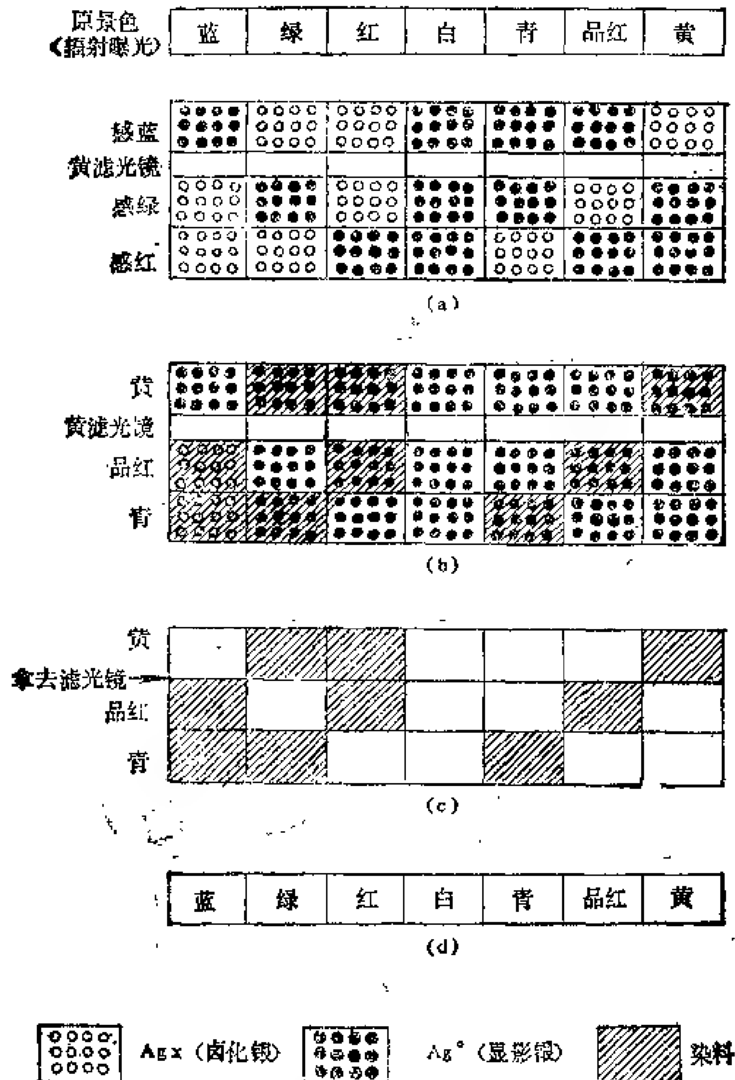


图 22-25 典型的彩色反转显影过程

(a)经彩色曝光和第一次显影之后； (b)经灰雾曝光和彩色显影之后；
(c)经漂白和定影之后； (d)原景的再现。

现透明“负”象，就是说：具有这些彩色透明象时，红色看起来是青蓝色，绿色看起来是品红色，蓝色看起来是黄色。为了更好地了解彩色胶片的性能和构造，并指出反转胶片和负片之间的重要区别，下面介绍两种显影方法：

(1) 彩色反转胶片

图 22-25　用图解方法表示了通常的反转胶片的三个感光层的显影过程，景象的辐射入射到胶片的顶层上，而胶片的顶层的乳剂只对蓝色是敏感的，于是在顶层中形成了原景的蓝光分量的潜象，再经黄滤色层的吸收，可以认为，透过黄滤色层的蓝光已经可以忽略不计，根据类似的分析，可知在中层和下层分别形成了原影的绿光和红光分量的潜象。

在显影的第一步中，把彩色反转胶片在黑白显影剂中显影，从而在每一层中形成了如图 22-25(a)所示的负银象，然后用强光源来照射胶片，使成象曝光过程中尚未曝光的所有卤化银晶粒继续曝光，再将胶片放在彩色显影剂中进行显影，当剩余的卤化银被还原成银以后，就在特定的层中产生了染料，这种染料只发生在上述还原变化的区域，不在原来已形成负银象的地方产生，这样一来，就分别在上层、中层和下层中产生了正银象和负银象，而且在正银象上产生了青蓝、品红和黄的染色区域，如图 22-25(b) 所示。

然后将胶片进行漂白并最后定影，洗涤和烘干，经过漂白，可以把正、负银象以及黄滤色层除去，只留下三层染料层，其结果如图 22-25(c) 所示，当进行透射观察时，所显示的透明象就描绘出图 22-25(d) 那样的具有真实色彩的原景。

(2) 彩色负片

在彩色负片中，各层的分布次序与上面有关反转胶片例子中所述的一样，在对场景曝光之后，胶片用彩色显影剂进行显影，于是在胶片中形成了负银象和负染料象，如图 22-26

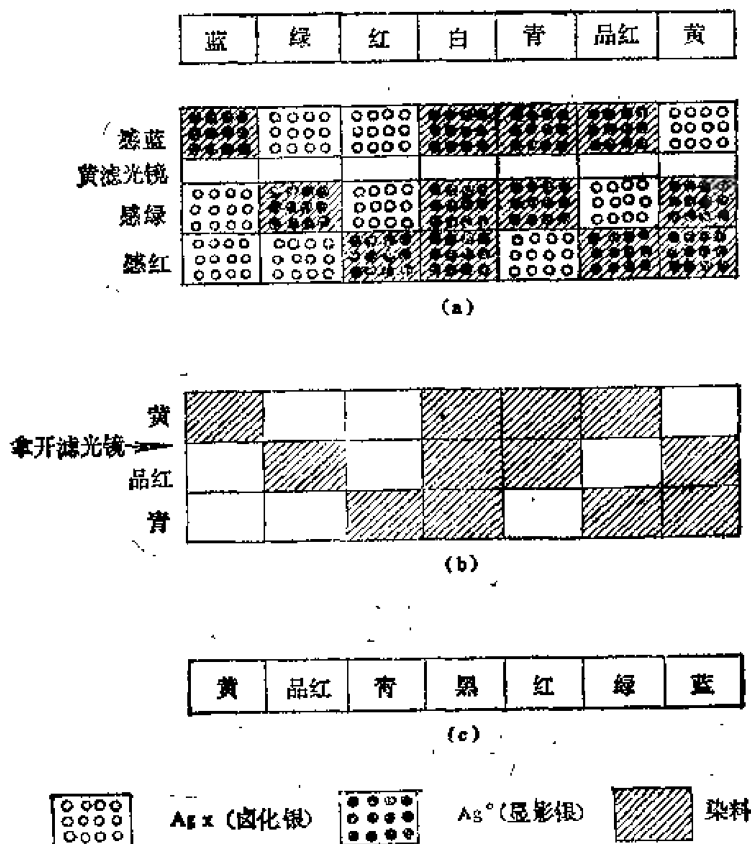


图22-26　彩色负片显影过程。(a)经彩色曝光和彩色显影后；(b)经漂白和定影后；(c)原景彩色负片。

(a)所示。在负片所要求的单一显影之后，就对胶片进行漂白定影以便消除负银象和黄滤色层，如图 22-26(b) 所示。最后的结果是如图 22-26(c)所表示的彩色透明负象。

存在的问题是青蓝色染料既与品红色染料曲线重叠，又与黄色染料曲线重叠。在负片中，借助于所谓掩模染料，上述问题可以得到一定改善，这些掩模染料补偿了三种主要染料的不希望发生的吸收（例如，青蓝色染料在绿色和蓝色中的吸收），在反转胶片中不能加掩模染蓝，所以，虽然大部分反转胶片可以像负片那样显影，但在复制步骤中必须特别注意校正色彩的平衡。

负片的一个显著的优点是：照相机胶片是原型的，所以它的拷贝可以生产发行，拷贝胶片材料有黑白透明正片和彩色透明片，与此相反，反转胶片所形成的是单一的彩色透明正象，而在制得拷贝之前，必须先产生过度性质的负片（中间负片），因此，与彩色负片相比，反转胶片不仅具有复杂得多的原象显影步骤的缺点，而且在复制拷贝之前，还必须有额外的显影步骤，彩色负片的另一优点是具有大约为 ±1.5 档光栏值的宽容度，而反转材料只有± 0.5 档光栏值的宽容度。

三、彩色胶片的冲洗加工

今以国产“太行”1212型彩色胶片为例，介绍彩色胶片的冲洗加工程序和加工液的配方。[10]

(1) 加工程序

程序	时间	温度
前浴	10—30秒	18—22℃
水洗	10—30秒	15—21℃
显影	12分	21±0.5℃
水洗	15—30秒	15—21℃
定影	5分	18—22℃
水洗	5分	15—21℃
漂白	8分	18—22℃
水洗	5分	15—21℃
定影	5分	18—22℃
水洗	10—15分	15—21℃
干燥		<35℃

(2) 加工液配方

①前浴液

水	750毫升
乙二胺四醋酸	1克
无水硫酸钠	40克
无水碳酸钠	10克
加水至	1立升
pH	9.8±0.1

②显影液

	原液	补充液
水	750毫升	750毫升
乙二胺四醋酸	2克	2克
苯甲醇	4毫升	4.5毫升
无水亚硫酸钠	2克	2.7克
CD-3	5克	8.5克
无水碳酸钠	40克	50克
溴化钾	1克	0.8克
氢氧化钠	1克	1.6克
加水至	1立升	1立升
pH	10.9±0.1	11.0±0.1

③定影液

水	750毫升
硫代硫酸钠	240克
无水亚硫酸钠	15克
冰醋酸	13.5毫升
硼酸	7.5克
硫酸铝钾	15克
加水至	1立升
pH	4.3±0.3

④漂白液

水	750毫升
铁氰化钾	50克
溴化钾	15克
加水至	1立升
pH	6.7±0.1

上述加工液中的全部药品均采用照相级规格，配制时，各药品按上列顺序，依次加入，待一种药品完全溶解后，才能加入下一种药品，配制显影液时，温度要控制在30℃左右，无水碳酸钠要分成小量逐渐加入，配好的显影液在12小时之后48小时之内使用。

四、彩色胶片的感光测定技术

对彩色胶片的感光性能的定量测量包含对三个染料层中每一层的特性曲线的测定。在理想情况下，测定的方法是：根据中性光源的一系列不同的曝光量并细心地控制显影条件，由彩色胶片获得单一的特性曲线。但在实际上，三层乳剂对应的特性曲线是不重合的，并在曲线的作图中可以看出。最大密度 D_{max}，最小密度 D_{min}，γ 和感光速度的差异也是很显著的，如图22-27和22-28所示。比较图22-27中的典型曲线可以看出，反转片中的这些差异比负片要小一些。

图22-27还表明，在反转胶片的特性曲线上，低曝光量数值对应着高染料密度，反转胶片的 γ 值介于2和3之间，而负片的 γ 值小于1。反转胶片很高的 γ 值带来的影响是、其宽

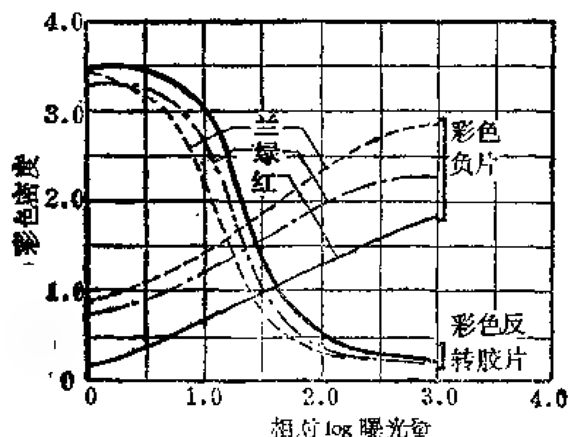


图22-27　彩色反转片和负片的典型特性曲线

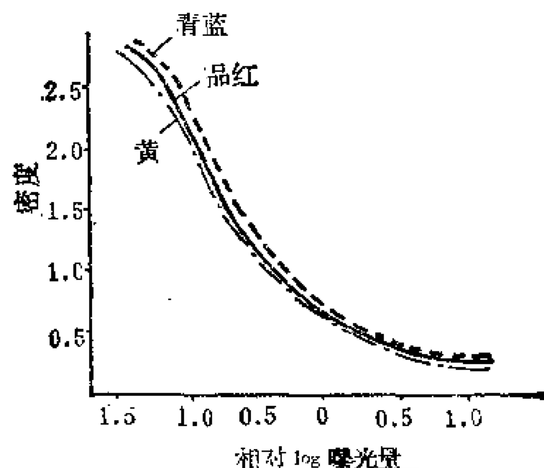


图22-28　国产《代代红》1261 型彩色反转片特性曲线[1]

容度受到一定的限制，而负片通常具有大于 2.0 $\log E_m$ 的曝光量范围。

彩色胶片的密度测量较为复杂，这是因为胶片中采用了三种染料，每一乳剂层中有一种染料，而这三种染料具有彼此重叠的吸收曲线，彩色胶片的密度有两种不同的基本测量方法．第一种方法称积分法或三层组合密度测试法．第二种方法称分解法或单层密度测试法。积分光谱密度（ISD）就是与三种染料的最大吸收比对应的波长下测得的密度。分解光谱密度（ASD）为对每种染料的最大吸收波长对应的每一染料层的密度。分解光谱密度通常间接地由积分光谱密度来确定。分解光谱密度的直接测量可以由胶片的厂家对某一染料层在显影之后用分光光度计进行测量。假如有足够数量的其它两种染料加入到被测的那一种染料中去，从而形成中性状态时，就产生了中性密度，等效中性密度通常可间接地根据积分光谱密度来确定。图 22-29 为红外反转胶片的青蓝染料积分光谱密度曲线，图 22-30 为与图 22-29 中曲线对应的等效中性密度曲线。

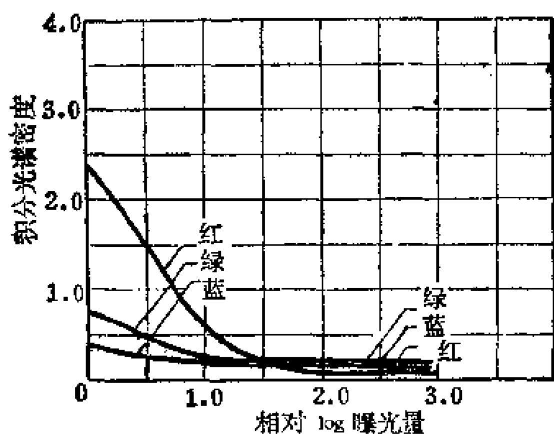


图22-29　红外反转胶片的青蓝染料积分光谱密度（ISD）曲线[7]

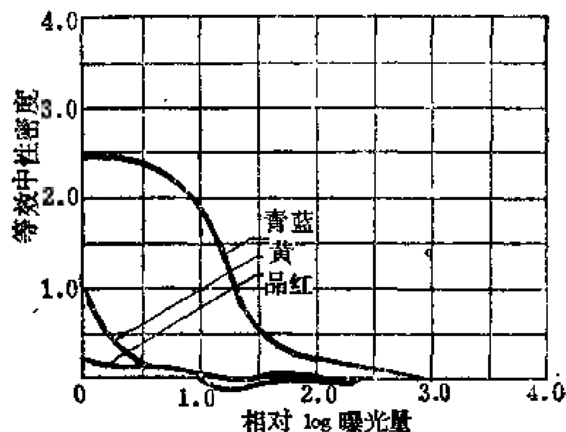


图22-30　与图 22-29 中 ISD 曲线相对应的等效中性密度（END）曲线[7]

五、光谱灵敏度

彩色胶片的光谱灵敏度指的是，在胶片经过显影后，在各层中产生的等效中性密度值等

于1.0时，所需单色辐射能量（尔格/厘米²）的倒数。

在具体测量时，首先，将不同的染料层进行曝光并漂白干净，然后，由不同中心波长的窄带滤光片所控制的单色辐射光，采用与实际使用时类似的曝光时间，对胶片作一系列的曝光，在显影之后，测定为产生对应于每一滤光片的相同密度所需的灰级模片密度。当该仪光源的光谱分布以及滤光片和灰级模片的光谱透射比已知后，就可以计算出胶片的相对灵敏度。

根据已知的仪器光谱标定值以及各种滤光片的光谱透射曲线，用密度计测量积分光谱密度(就是与三种染料的最大吸收比对应的波长下测得的密度)，并换算成等效中性密度，然后将等效中性密度按尔格·厘米⁻²·微米⁻¹为单位的原始灰级模片的密度来作图。与等效中性密度值1.0对应的辐照度可以从曲线上读出来，再对其它滤光片重复这一步骤，就可以获得光谱灵敏度曲线。图22-31，22-32，和22-33分别表示2443、2448、SO-242彩色胶片的光谱灵敏度曲线。

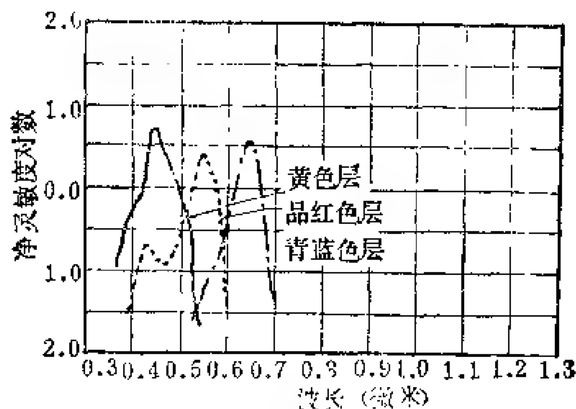


图22-31 2443航空彩色红外胶片的光谱灵敏度曲线。这里的灵敏度是指单色辐射能量(尔格/厘米²)的倒数。单色辐射能是在胶片作负片显影后，在各层中产生1.0的等效中性密度所需的能量。

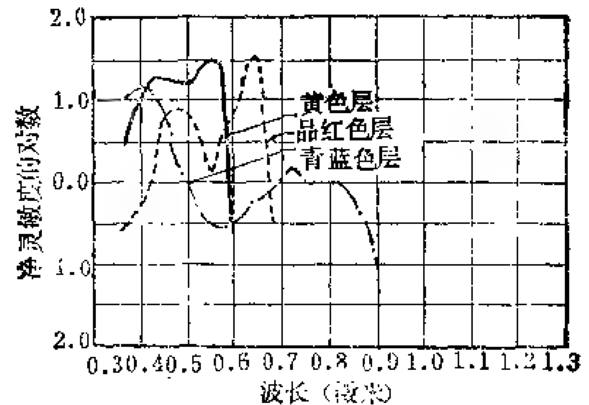


图22-32 2448彩色红外反转航空胶片光谱灵敏度曲线。这里的灵敏度是指单色辐射能量(尔格/厘米²)的倒数，单色辐射能量是胶片用*EA*-4显影液显影后，在各层中产生1.0的等效中性密度所需要的能量。

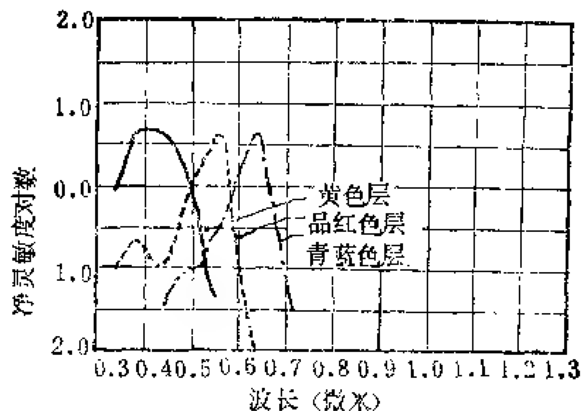


图22-33 彩色航空胶片SO-242的光谱灵敏度曲线。这里的灵敏度是指单色辐射能量(尔格/厘米²)的倒数，单色辐射能量是在胶片用ME-4显影液显影后，在各层中产生1.0的等效中性密度所需的能量。

第五节　非卤化银系统

非卤化银感光材料的某些重要性能，如灵敏度，彩色化等方面尚不如卤化银感光材料，故其应用受到了一定的限制。各种感光材料的性能在表 22-6 中作了比较。

已见报导的非卤化银材料，分别列于表 22-7，部分非卤化银彩色感光材料，单独列于表 22-8，

对于应用较广或被认为较有发展前途的非卤化银感光材料，分别简要介绍如下。

表 22-6　各种感光材料性能比较

感光材料类别			光谱响应	加工处理方法	影象		感光度（毫焦耳/厘米²）	分辨率（线/毫米）
					正	负		
无机感光材料	银盐乳剂	缩微照片	可见	湿		✓	10^{-5}	150—500
		全息照相	可见	湿		✓	10^{-2}—10^{-4}	250—3000
		蒸镀 AgX	可见	湿		✓	10^{-2}—10^{-3}	100—300
	金属重氮法		紫外	湿		✓	2×10^{-1}	1000
	重铬酸盐		紫外	湿		✓	15—30	3000—4000
	碘化铅		可见	干		✓	1000	1000
	光色玻璃		紫外	干		✓	3—15	2100
	电照相	转印法硒	可见	干	✓	✓	10^{-3}	15
		直接法 ZnO	可见	干	✓	✓	10^{-4}	140—200
		直接法液体显示	可见	湿	✓	✓	—	250—1000
有机感光材料	重氮胶片		紫外	干	✓		10	1000—1350
	微泡照相		紫外	干	✓	✓	200	200—1500
	有机光色膜		紫外	干		✓	—	600—1500
	感性光树脂		可见	干		✓	10	500—1300
	自由基照相		紫外	干	✓	✓	300	600—1500
	光致抗蚀胶		紫外	湿		✓	—	400—1000

表 22-7 非卤化银照相体系分类表

<table>
<tr><td rowspan="12">有机感光体系</td><td rowspan="6">静电照相</td><td colspan="2">1. 热塑录象</td></tr>
<tr><td colspan="2">2. 光塑录象</td></tr>
<tr><td colspan="2">3. 吉伐公司有机信息照相</td></tr>
<tr><td colspan="2">4. 液晶电子成象</td></tr>
<tr><td colspan="2">5. 电介照相</td></tr>
<tr><td colspan="2">6. 热效应静电照相</td></tr>
<tr><td rowspan="4">光敏照相</td><td>1. 重氮照相法</td><td>(1) 重氮印相法(重氮正象)
(2) 重氮反转法(重氮负象)
(3) 重氮热成象 (4) 重氮平版印相法
(5) 金属重氮法 (6) 微泡照相法</td></tr>
<tr><td colspan="2">2. 自由基照相法</td></tr>
<tr><td colspan="2">3. 光致变色法</td></tr>
<tr><td>4. 感光性树脂</td><td>(1) 光聚合成象法
(2) 光刻胶</td></tr>
<tr><td rowspan="2">热敏照相</td><td colspan="2">1. 热照相</td></tr>
<tr><td colspan="2">2. 热色照相</td></tr>
<tr><td rowspan="8">无机体系</td><td rowspan="4">静电照相</td><td colspan="2">1. 氧化锌电子照相</td></tr>
<tr><td colspan="2">2. 硒版电子照相</td></tr>
<tr><td colspan="2">3. 硫化锌、硫化镉、硫化汞等电子照相</td></tr>
<tr><td colspan="2">4. 耶罗克斯公司干法照相</td></tr>
<tr><td rowspan="4">光敏体系</td><td colspan="2">1. 铁盐、汞盐、铬盐、铜盐、铅盐、镉盐、铊盐等感光成象体系</td></tr>
<tr><td colspan="2">2. 铌酸锂照相</td></tr>
<tr><td colspan="2">3. 卤化钾照相</td></tr>
<tr><td colspan="2">4. 光敏玻璃</td></tr>
<tr><td rowspan="7">其它非卤化银照相</td><td colspan="3">蒸镀照相</td></tr>
<tr><td colspan="3">磁带录相</td></tr>
<tr><td colspan="3">压敏成相</td></tr>
<tr><td colspan="3">电催化成象</td></tr>
<tr><td colspan="3">电光膜与电色膜成象</td></tr>
<tr><td colspan="3">硫黄照相</td></tr>
<tr><td colspan="3">光色玻璃</td></tr>
</table>

表 22-8　非卤化银彩色感光材料

名　　称	研 制 单 位	材　　料	性　　能	用　　途
彩色热塑录象	美国格林等人实验室	热塑材料及司里仑光学投影系统	红、绿色调过重	大屏幕显示
Panacopyfilm	3M公司 松下电器公司 材料研究所	有机光导材料	色彩透亮、鲜艳、稳定	幻灯，复印
彩色光导热塑录象	马卡雷切夫等人实验室	光导热塑材料及特殊投影系统	产生双色、三色和六色	屏幕显示 全息记录
电热记录纸	日本小西六写真株式会社		红、蓝双色	记录纸
Nitto Rod color film No 381	日本电器工业株式会社	PVC含卤高聚物和酸性染料 1. CBr_4+菁染料+苯乙基染料等 2. 不同卤化物+染料	放射剂量范围由 $10^5 \to 10^6$ r 由浓绿→黄绿→黄→橙→紫	放射剂量的检测
自由基彩色复制片				复　　制
光敏重氮纸	日本三田公司	各种重氮盐	红、蓝、紫、黄等色	复　　制
酸性变色片	中国科学院化学研究所	含卤高聚物和指示剂	红、蓝、紫，蓝色	大屏幕显示和辐射剂量等的检测等

一、静电照相 [1, 12]

静电照相法的主要特点是：①是纯粹的光-电物理过程，没有化学过程参与。②速度快，可以达到实时或近于实时记录。③所用的感光体的生产和存贮无需暗室。感光体可重复使用。

硒静电照相（卡尔森电照相）

硒静电照相法用的感光体是由支持体，接地电极和光导体组成，有版式和鼓式两种，如图 22-34 所示。版式的支持体称版基，可以是金属、纸或聚脂薄膜。鼓式的支持体称鼓基，一般用金属铝制成。若支持体为金属，可兼作接地电极，只要在其上加一层感光体即可。

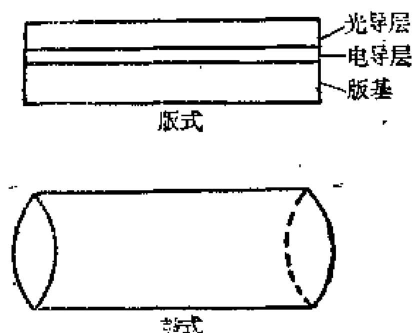


图 22-34　硒静电照相感光体基本结构

卡尔森法静电照相的基本工作物质——光导体，在暗处对静电为绝缘体。曝光时其电阻率急剧下降成为可以传导静电的导体。工作时先对光导体进行暗充电，在其表面产生静电荷，曝光时无影象处（亮区）由于光导体传导静电

而使表面电荷消失。暗区则电荷仍留在版面上，形成与原件对应的静电潜象。带色的细微颗粒被静电潜象的静电荷吸引，成为可见的影象（显影）。在已显影的版面上复盖一张纸，通过充电、加热，加压，影象被转印到纸上。将转印的版面进行清除，以备再用。图 22-35 为卡尔森电照相的过程原理。

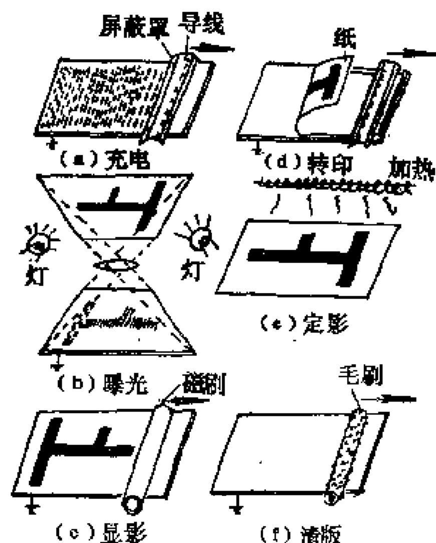


图 22-35　卡尔森静电照相原理

直接法静电纸

直接法静电纸是由光导材料——氧化锌微晶粉末加上增感原料及粘结树脂等直接涂在纸上制成。使用时，直接在纸上充电，曝光，然后在液体显影剂中显影，取出风干后即自动定影，无需再转印到其它纸上。其缺点是只能使用一次，不能重复使用，因而其应用没有硒静电复印广泛。其优点是图象具有相当高的分辨率，设备结构简单，轻巧。在某些场合如军用和气象地图的摄制和复印，用其它方法尚难以取代它。

图 22-36 详细描述了硒和氧化锌感光体的相对光谱响应。普通光源的光谱输出和光谱感光度包括在内。

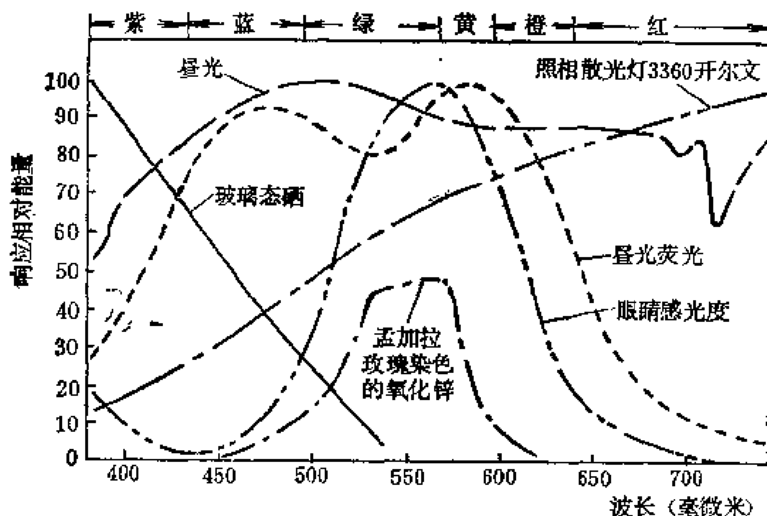


图 22-36　典型发射体的相对光谱能和典型静电复印感光体的响应

静电潜象转印照相（TEST）

即所谓图象电荷转印法。通常在感光体按前述卡尔森过程进行充电，曝光而形成静电潜象后，将潜影电荷图象直接转移到绝缘介质膜上去，然后在此介质膜上显影，这样可提高光敏材料的寿命。

沃尔克普电荷图象转印法

这种电照相法的结构、原理如图 22-37 所示。

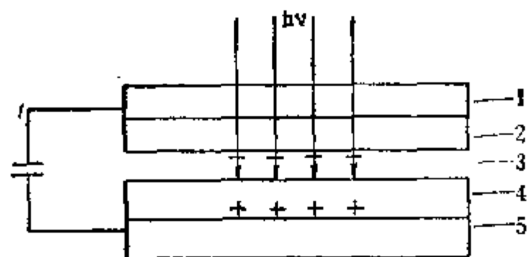


图 22-37　沃尔克普法示意图　1. 透明电极；2. 透明介质；3. 空隙；4. 光导层；5. 金电极。

沃尔克普法的原理是，接通电路，使两电极间电位差控制在1000—2000伏特，并同时曝光，此时在电场和光的作用下，光导体的光照区产生"冷"电子发射，"冷"电子越过介质膜和光导层之间的空隙到达绝缘介质表面，非光照区则无冷电子发射。这样便形成了静电潜象。然后用卡尔森方法在绝缘膜表面进行显影和定影或转印。由于光导层和介质间空隙的大小难以控制，因而影响成象质量，故应用范围不广。目前已用于医用X光静电照相。

持久内极化（PIP）成象法

某些光导性绝缘体，在光照和强电场作用下，内部产生极化，当光照和电场去掉以后，内部极化仍保持，称之为持久内极化，利用内极化作用可以进行所谓PIP照相，如图22-38所示。

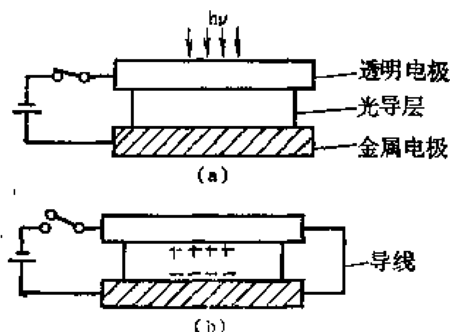


图22-38 PIP法结构原理

PIP成象材料为涂布在金属电极上的硫化锌和硫化铜等。曝光得静电潜影后，显影、转印等过程按卡尔森法进行。



图22-39 NP法感光体结构

NP法

NP法所用感光体为三层结构，如图22-39所示。最下一层为铝做成的基底兼作导电层。第二层为光导层，通常用硫化镉粉末（与树脂混合以便于粘结），厚约50微米，最上层为聚乙烯薄膜，约25微米。

NP法成象过程如图22-40所示，经充电、曝光形成静电潜象后，显影，定影基本照卡尔森法进行。

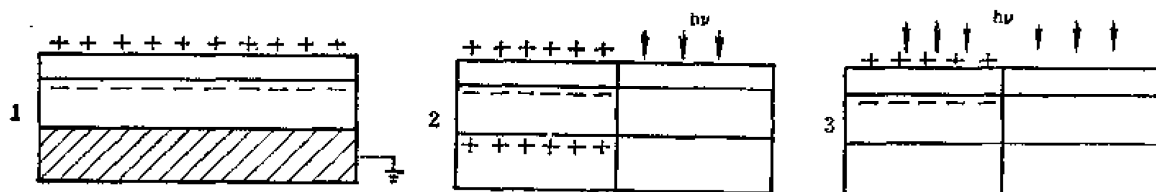


图22-40 NP法作用过程

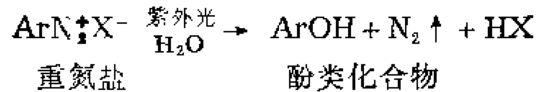
1. 初次充电；2. 曝光同时交流充电；3. 全面曝光。

NP法的优点在于，不直接在光导层表面充电、显影、转印和清版等。故可延长使用寿命。而且此法所需光导体不需高暗阻的，有利于采用高光敏性的具有较大暗阻的光导体。

二、重氮胶片 (1,13-16)

重氮胶片是由重氮盐涂布在纸、布、赛璐珞、聚脂薄膜、金属板等支持体上而成。其成象原理是利用重氮盐的光分解和偶合特性。

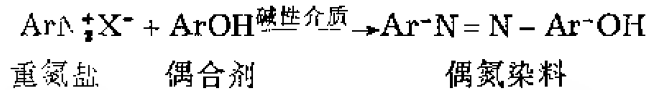
光分解：重氮盐在紫外光作用下分解放出氮气，同时在水存在下形成酚类化合物。反应式如下：



$$ArN_2^+X^- \xrightarrow[H_2O]{紫外光} ArOH + N_2\uparrow + HX$$

重氮盐　　　　酚类化合物

偶合：重氮盐在碱性介质中与偶合剂反应形成偶氮染料。反应式如下、



$$ArN_2^+X^- + ArOH \xrightarrow{碱性介质} Ar-N=N-Ar-OH$$

重氮盐　　偶合剂　　　　　偶氮染料

曝光前，重氮胶片的感光层都含有重氮盐，当把影象原图放在重氮片上，用紫外光曝光时，曝光部位的重氮盐被紫外光分解，由原图象遮住的重氮盐因未受紫外光照射而仍保原状。因此，在碱性介质中与偶合剂偶合成染料，得到与图相同的染料影象，其显影方法有湿法、干法，热法三种，成象过程见图 22-41

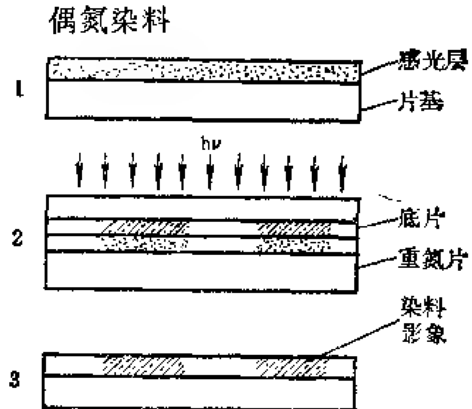
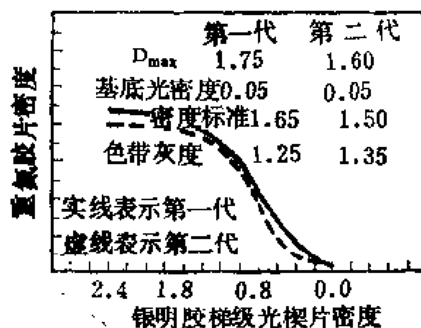


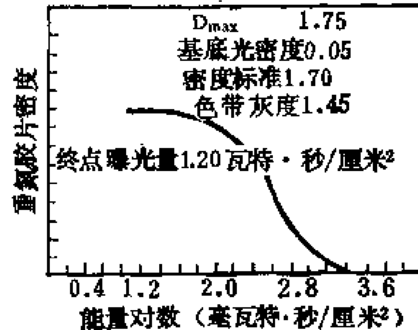
图 22-41　重氮胶片的成象过程
1，曝光前；2，曝光后；3，显影后。

重氮法与它们的量子产率的紫外能（感光区域 360—450 毫微米）有关，不具有与卤化银材料相似的放大过程。因为重氮材料的感光速度非常小，需要紫外能的很大曝光量，所以不适合一般照相机用，适用于平版印刷、电子工业、织染掩膜、光致抗蚀、描图记录、情报缩微、感光复印等领域。

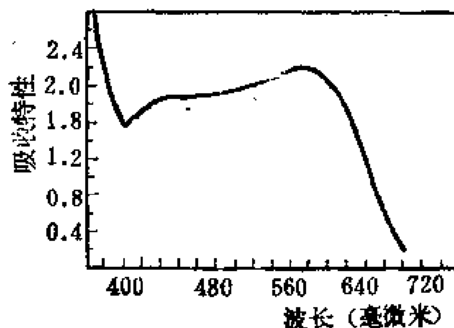
由于重氮胶片的组成不是颗粒而是有机分子，因此影象层次极为丰富，质感十分细腻，一般解象力在 1000 线/毫米以上，图 22-42 和图 22-43 给出分别涂布在 0.125 毫米厚聚脂基



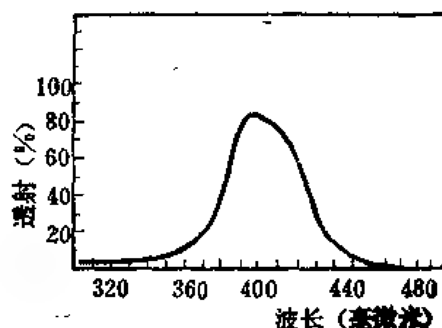
(a)



(b)



(c)



(d)

图 22-42　K-色调、系列 100，P5-100 的 Technifax 重氮胶片的特性。
(a) 感光测定，(b) NABDC 控制的汞灯感光仪，(c) 影象光谱吸收，(d) 光谱感光度。

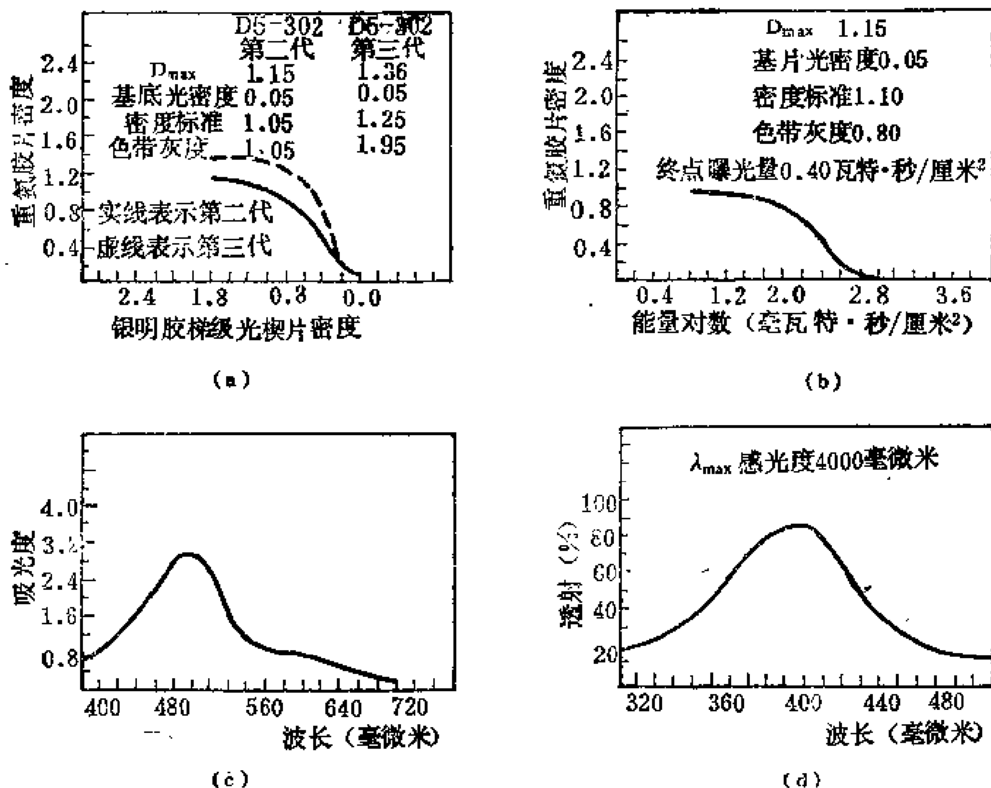


图 22-43　s-色调、系列 300 的 Technifax 重氮胶片特性

(a) 感光测定；(b) NABDC 控制的汞灯感光仪；(c) 影象光谱吸收；(d) 光谱感光度。

底和 0.125 毫米厚醋酸纤维素基底上两种 Technifax 产品的感光测定特性、影象光谱吸收特性和光谱感光度，影象颜色。（第一种为黑色，第二种为深棕色）

三、微泡重氮法 [1]

微泡重氮感光材料由热塑性树脂和涂布在透明照片或不透明黑基底上的紫外感光化合物组成。当紫外光（感光度峰处在 385—450 毫微米）与重氮盐作用时产生气体分子（在大气压力下）。曝光后当感光材料加热到 93—140℃几秒钟时，热塑性树脂变软，气体膨胀，形成直径为 0.5—2 微米的光散射影象点。柯达公司用这种材料制造的胶片，对于高反差板，

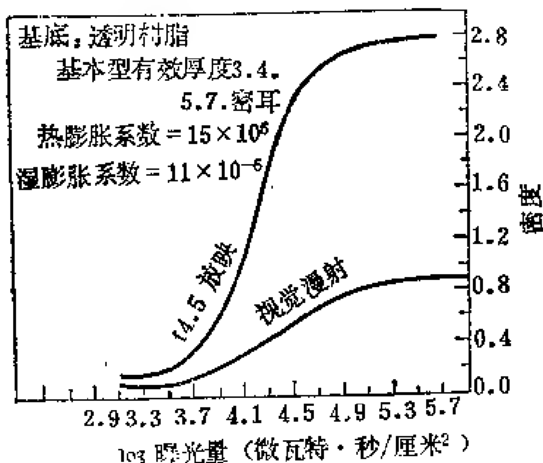


图 22-44 柯达公司 Mikrolith 200 的感光测定曲线

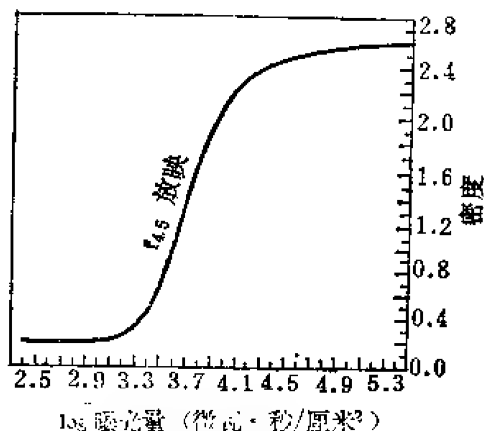


图 22-45 柯达公司 Mikrolith 500 的感光测定曲线

胶片解象力通常超过 300 线/毫米。现在应用的柯达产品为线条影调和连续影调两种 材 料，是高感光速度、高质量的复制胶片，柯达胶片的反差很大。典型的柯达复制胶 片 Mikrolith 200 和 Mikrolith 500 的资料列于图 22-44 到图 22-45 和表 22-9 中。作为反射观察的高反差大宽容度的直接正象胶片柯达 91 型的性能如图 22-46 表示。表 22-10 为卡伐公司微泡 材 料的照相特性。

表 22-9　柯达 Mikrolith 200、Mikrolith 500胶片的特性

特性 \ 胶片种类	Mikrolith 200	Mikrolith 500
聚脂基底厚度(密耳)	3、4、5、7	3、4、5、7
相对感光速度❶	200	500
灰　度：		
视觉漫射	0.55	
放　映	3.30	3.10
曝光量对数的标度	1.60	1.60
解象力(线/毫米)：		
高反差测试板(100:1或更大)	350	350
中等反差测试板(6.3:1)	250	250
低反差测试板(1.6:1)	150	150

❶柯达 10 型胶片作为所有感光速度比较的基准。

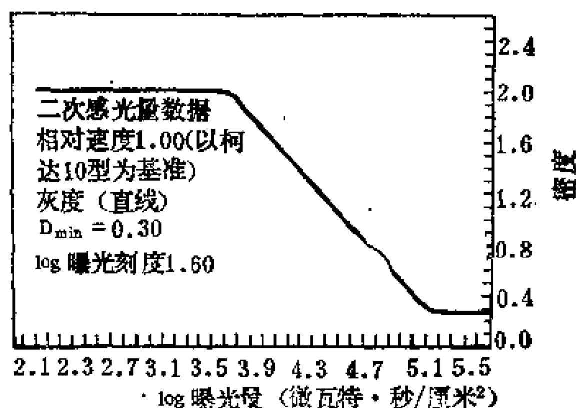


图 22-46　柯达 91 型胶片的感光特性

表 22-10　卡伐公司微泡材料的照相特性

材料类型 \ 特性	D最大漫射密度	D最小漫射密度	L 宽容度	γ	解象力(线/毫米)	用　法
低反差胶片	0.6	0.10	1.50	0.35	200	接触和光学印制的中间影象
高反差胶片	0.6	0.08	0.70	0.45	300	高反差接触拷贝
直接拷贝用试验片	2.00	0.40	1.90	0.75	200	直接拷贝X光片和航空片
低反差相纸	1.90	0.32	2.00	1.20	200	纸上的半色调拷贝

四、自由基照相[1,12]

自由基照相是指在光或离子辐射作用下，胶片感光层中产生自由基，在自由基作用下，生成染料或破坏原有材料的照相方法。它包括①可氧化的无色化合物或指示剂型染料碱，②由硫醇或多卤化合物组成的激活剂或增感剂。

自由基照相的体系很多，成象步骤各不相同，一些典型的自由基成象体系介绍如下：

染料负象法

染料负象法分两步成象，见图 22-47

染料负象法的代表如二苯胺-CBr_4体系，图22-48为二苯胺-CBr_4的光谱响应曲线。[18]

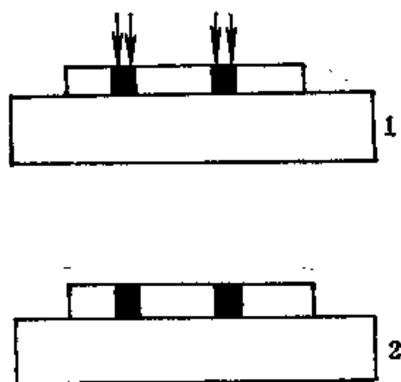


图 22-47　染料负象法成象过程

1. 曝光，曝光区产生颜色；2. 定影得负象。

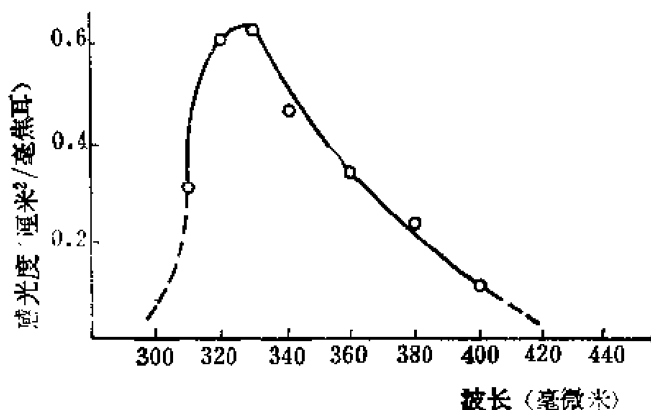


图 22-48　二苯胺CB-r_4自由基光敏材料的光谱响应

霍里佐恩斯公司利用热强化染料负象法制成Photo-Horizouns 2000型自由基复制胶片，为涂布在75—125微米厚的聚脂底片上的中等反差、高解象力，干法加工的感光材料。图 22-49 表示该胶片的光谱感光度和典型的感光测定曲线。

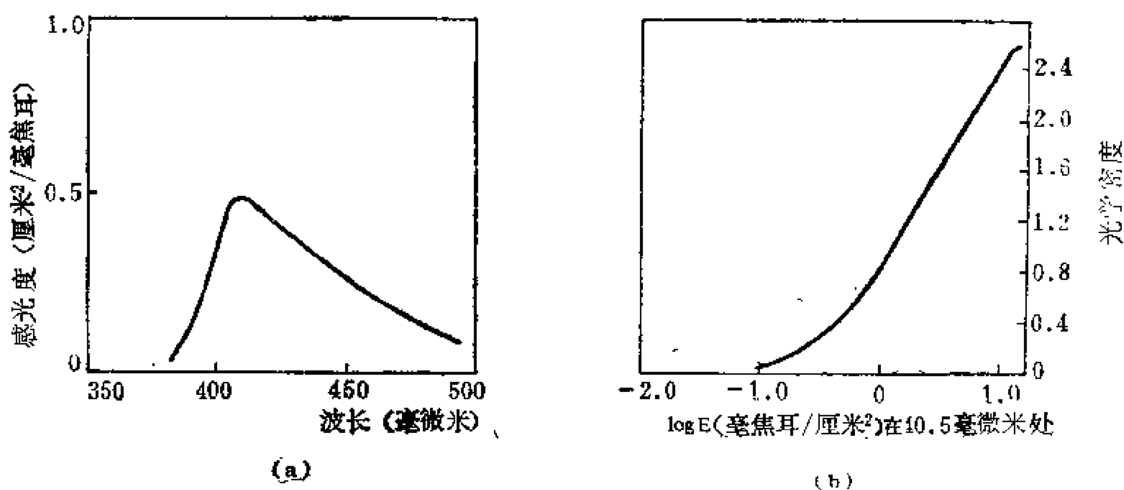


图 22-49　Pnoto-Horizons 2000 型复制胶片的

(a) 感光度；(b) 感光测定特性。

霍里佐恩斯公司用 Photo-Horizons 2000 型胶片进行直接缩微，而且专门为该片设计了缩微照相机，到达片子上的光能为 10^6 尔格/厘米^2，航空分辨率 2000 线/毫米。同时，也为

该片设计了复印机，复印参数为：

170℃下复印速度：9.15米/分
气流中复印速度：122米/分
复印时间： 15—20秒

该片的γ值为0.9—2，最大光密度可达到3。

光强化染料负象法

染料负象法的灵敏度较低，为了提高灵敏度，发展了光强化染料负象法。即在负象法曝光生成潜影后，再用一种初始对片子不敏感的光（红光或红外光）全面照射片子，使潜影增强成为可见。自由基照相用光增强，是一种物理显影法。用无色结晶紫-CBr_4体系可以提高量子产率10^2—10^3倍，乙烯叉-CHI_3体系可以提高量子产率10^5倍[19]，是目前非卤化银系统中增强倍数最高的体系之一，此方法三步成象，见图22-50。

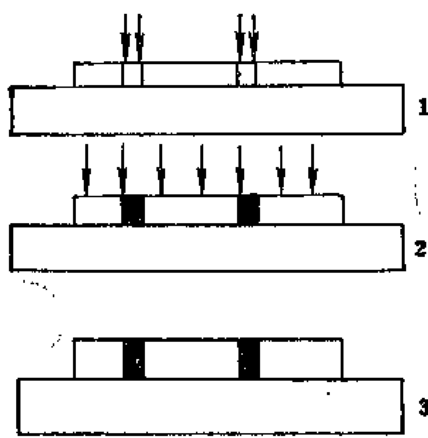


图22-50 光强化染料负象法成象过程。
1. 曝光，曝光区生成潜影；2. 光强化、红光（或红外光）全面照片子，使潜影成为可见；3. 定影得负象。

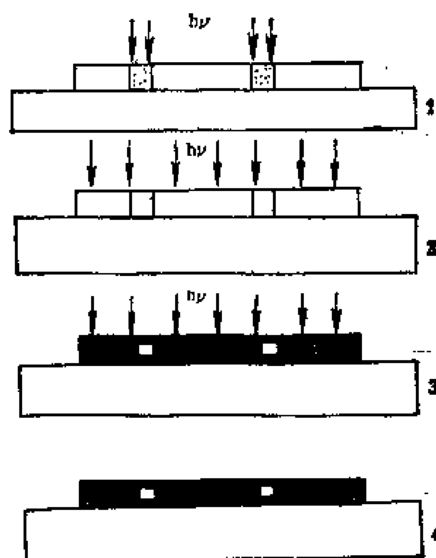


图22-51 自由基光聚合成象过程。
1. 曝光，在曝光区产生潜影；2. 红光强化，使潜影区进行无色反应；3. 强白光照射，在原来未曝光区产生颜色；4. 定影得负象。

自由基光聚合成象法

上述两种成象法的感光涂布液都是用有机溶剂。六十年代末，日本的山田发明了明胶水分散体系的自由基光聚合成象法，把自由基链反应与光强化结合起来，使灵敏度达到ASA 100，并进行了户外照相。其主要光敏成份为CBr_4、N-2烯基卡唑、4-二甲基苯乙烯基喹啉，四步成象，见图22-51。这种成象方法，用不同的操作顺序，可以得到负象及正象。

迪勒克斯成象法

杜邦迪勒克斯照相的最大特点是，全部操作过程都是通过曝光进行的。在成象曝光以后，用另一种波长的光照而定影，两步成象。通过操作顺序的控制，可以得到正象，也可以得到负象。成象过程见图22-52和图22-53。

杜邦迪勒克斯感光层是由涂布在胶片或纸基底上的自由基涂层组成，其性能参阅图22-54到图22-56和表22-11。因为迪勒克斯的影象是分子的，故其解象力很高。

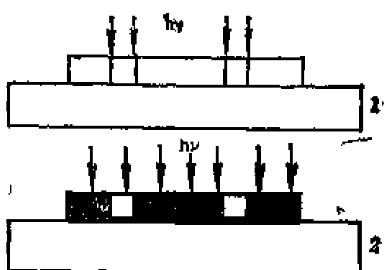


图 22-52 迪勒克斯负性成象过程
1. 短波长光曝光，曝光区形成染料；
2. 长波长定影得负象。

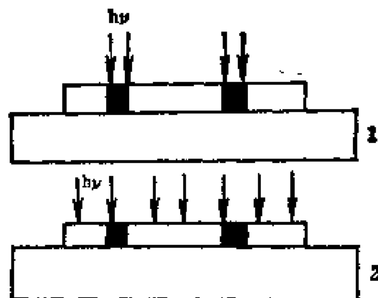
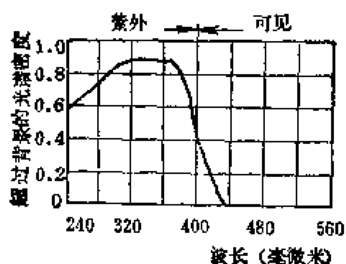


图 22—53 迪勒克斯正性成象过程
1. 长波光曝光，使曝光区去激活；
2. 短波长光曝光，产生正象图象。



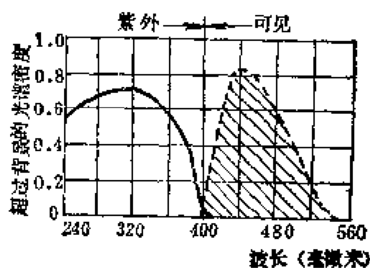


图 22-54 杜邦迪勒克斯成象及定影光谱响应。
(a)彩色形成（成象光谱响应）；（b）彩色形成和退激活（定影光谱响应）。

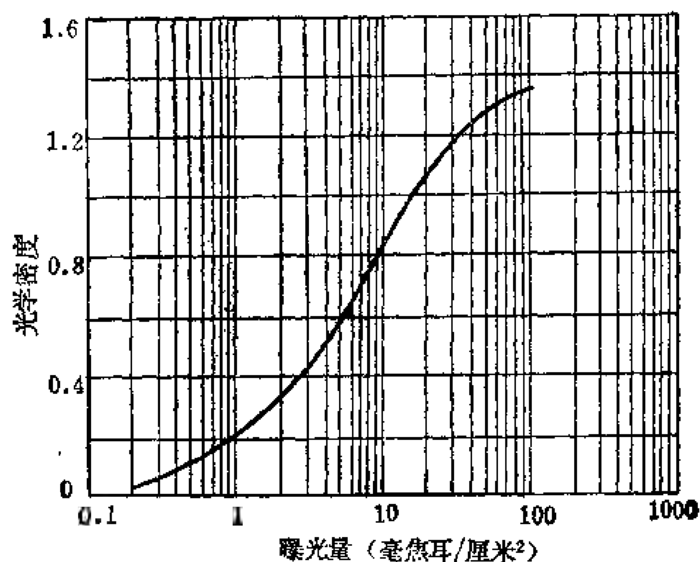


图 22-55 杜邦迪勒克斯影象构图的感光测定曲线

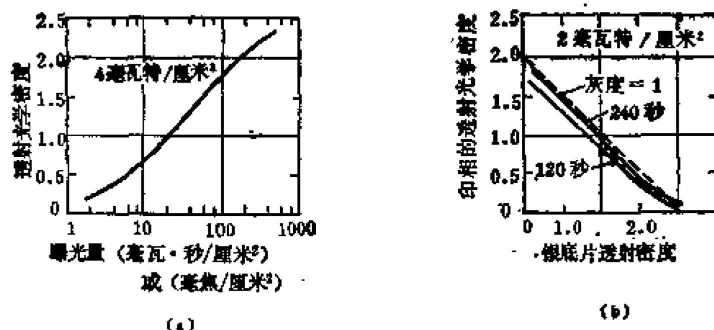


图 22-56　杜邦迪勒克斯实验胶片 XF—203 的
(a) 感光测定曲线；(b) 影调再现。

表 22-10　杜邦迪勒克斯实验胶片 XF-203 的典型性能

感光度测定，彩色形成最大光学密度的曝光时间（秒）	<90	影调再现：	20(21级)
感光速度： $S_{0.4}$ $S_{1.8}$	 250 7	解象力（对线/毫米）： 未准直光源 准直光源	 80 400
灰　度	0.9—1.1	成象胶片： 影象色	深蓝—紫 (在510和650毫微米时吸收最大)
光学密度： 最大 最小	 2.0—2.3 0.04—0.06	背景色	清　晰
光谱感光范围(毫微米) 范围 峰值	 200—400 360	解象力保持： 在2天后 在4天后 在18天后	 >50 >40 >25

五、光致变色材料[20]

许多有机和无机化合物受一定波长的光照射时，能够发生颜色(或光密度)的变化，而在另一波长的光或热的作用下，它们又会恢复到原来的颜色(或光密度)。这些材料就称为光致变色材料。具有光致变色现象的物质很多，其中大部分为有机化合物，少数为无机化合物，分别介绍如下：

(1) 有机化合物类

①螺环烃类，例如螺吡喃；

②缩米胺衍生物：其通式为 R—CH＝NR′；

③腙类；

④脎类；

⑤半卡巴腙。

⑥芪衍生物；

⑦二硫硫酸酯(二硫氧化物)类；

⑧俘精(酸)酐类；

⑨染料类：例如芳香偶氮化合物，硫靛染料、三芳基甲烷染料等；

⑩樟脑、茨酮衍生物；

⑪邻-硝基苄基衍生物；

⑫叶绿素；

⑬蒽酮；

⑭斯德酮。

(2) 无机化合物类

①掺有杂质的各种氧化物，如 TiO_2, Nb_2O_5, Al_2O_3, ZnO_2(碳酸盐式), ZnO (硝酸盐式), ThO_2, SnO_2, Ta_2O_5, ZrO_2 等，添加的杂质有：Fe, Cr, Cu, Na, V, Mn 等。此外还向 $BaTiO_3$ 和 $CaTiO_3$ 等晶体中掺入 Zn, Sb, V, Fe, 向 $SrTiO_3$ 中掺入 Fe/Mo和 Ni/Mo。

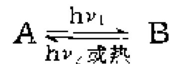
②金属卤化物。如卤化银晶体分散在玻璃中，AgI 和 HgI 的混合晶体，NaCl, KCl, KBr, TlCl 等晶体。

③掺有稀土元素的 MeF_2。如向 CaF_2, CrF_2, BaF_2 等晶体中掺入 Ce, Cd, Tb 等稀土元素。

④天然的和合成的方钠石[6(NaAlSiO$_4$)·2NaCl]。

⑤铬、钼、钨等金属羰络物[$Me(CO)_6$]。

光致变色反应可表示如下：



$$A \underset{h\nu_2\text{或热}}{\overset{h\nu_1}{\rightleftharpoons}} B$$

A, B 是同一分子的两种状态，$h\nu_1$, $h\nu_2$ 是不同波长的光能。在成象系统中，一般 $h\nu_1$ 是录象光，$h\nu_2$ 是消除光。

理想的光色过程由如下两步组成：

①激活反应，即显色反应。系指化合物经一定波长的光照射后，显色或变色的过程。

②消色反应，它有两种途径：

热消色反应 系指化合物通过加热恢复到原来的颜色。

光消色反应 系指化合物通过另一波长的光照射，恢复到原来的颜色。

图 22-57 示出两种类型的光致变色成象和显示体系，(a)——消去型(或退色型)显示，(b)——写入型(或显示型)显示。

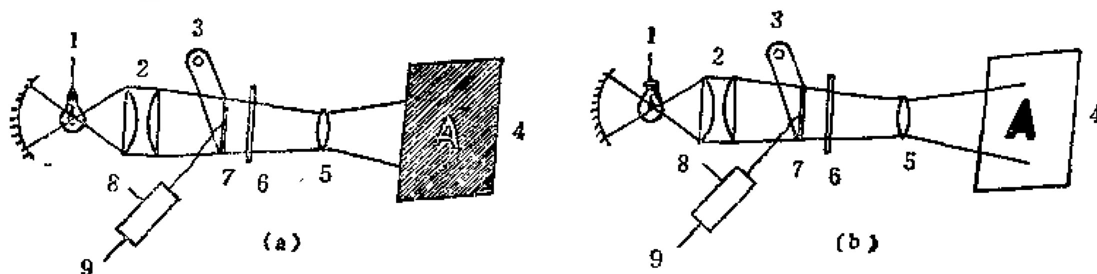


图 22-57 光致变色成象与显示示意图。
(a) 消去型显示；(b) 写入型显示。

1. 投影灯；2. 聚光器；3. 紫外灯；4. 显示器；5. 投影透镜；6. 紫外滤光片；7. 光色片；8. 消去光笔；9——显示指令器。

若干光致变色材料的性能列于表22-11和表22-12。

表22-11 若干有机光致变色材料的性能参数

有机光致变色材料＼特性参数	感光范围(毫微米)	记录波长(毫微米)	读出波长(毫微米)	灵敏度(焦耳/厘米²)	射衍效率(%)	解象力(线/毫米)	图象保留时间	重复使用次数
螺吡喃类	300—400	337	633	1×10^{-1}	>1.0	>600	几秒—几小时	≤100
	450—650	633	633	1.0	>10	>5000	同上	≤100
	1.5(微米)	10.6(微米)	633	10			数分钟	≈20
	微波区	10(兆周)	633	7.5			小时	≈20
α_2-水杨叉替苯胺	<500	458	458	2×10^{-1}	0.14	>3300	30小时	5×10^4
芳香烃光二聚	<450	325 364	488 514 633	1×10^{-1}	0.01—5.0	>3000	一天——个月	1×10^4
硫靛染料	400—500 500—650	633	633	2×10^{-1}	0.2	>3300	数星期	$>1\times10^{-2}$
荧光素(T-T吸收)	380—500	488	633	2×10^{-1}	0.2	>2000	0.1 秒	$>1\times10^2$
隐青染料(S-S非线性透明)	600—1100	694	633	1×10^8 瓦特/厘米²		>400	1×10^{-8}秒	$>1\times10^3$

表22-12 若干无机光致变色材料的特性参数

无机光致变色材料＼特性参数	感光范围(毫微米)	记录波长(毫微米)	读出波长(毫微米)	灵敏度(焦耳/厘米²)	衍射效率(%)	解象力(线/毫米)	图象保留时间	重复使用次数
卤化银玻璃光色玻璃	320—420 530—650	633	633	1.0	≤1.0	≥2000	数小时	$>1\times10^4$
溴化钾晶体	400 400—650	633	633	2.0	≤1.0	>2000	数天	$>1\times10^4$
CaF_2/Ce晶体	310—450 450—700	633	633	2×10^{-1}		>3000	数星期	$>1\times10^6$
CaF_2/La晶体	300—450 500—700	633	633	2×10^{-1}	0.4	>3000	24小时	$>1\times10^3$
$SrTiO_3$/Fe+Co晶体	<480 500—800	633	633	$\sim1\times10^{-1}$	10(理论值)	>1000	1×10^{-5}秒	$>1\times10^6$
$SrTiO_3$/Ni+Mo晶体	<450 500—800	515	515	2×10^{-1}	1.2	>1000	15秒	$>1\times10^5$

图22-58和22-59表示两种光致变色材料的光谱特性。

光致变色材料的用途很广，利用它的光敏性可以作为自显影照相，各种辐射剂计量和防护材料等；利用它的光化学和光物理过程的可逆性，可以作为计算机存贮器的存贮元件，数据显示和核爆炸辐射的防护眼镜；利用它的热效应、光学及物理性质，可以用作温度指示，

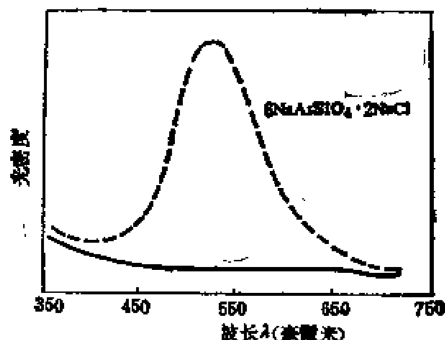


图 22-58　光色方钠石曝光前后的吸收光谱。实线——曝光前，虚线——曝光后

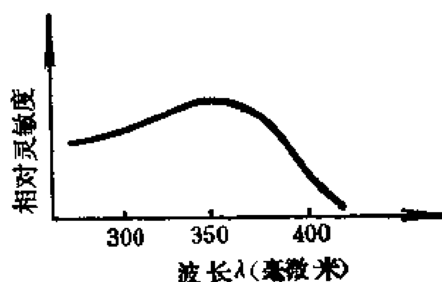


图 22-59　螺吡喃聚合物光致变色材料的光谱响应曲线

热敏记录介质，光学掩膜，光致抗蚀工艺，分析试剂和光聚合等。如中国科学院化学研究所研制的光色玻璃，成功地用于防原子弹爆炸辐射眼镜的光色材料、大屏幕显示的光色膜等。

六、光致荧光成象[21]

光致荧光成象是指无荧光化合物(母体)，经光学转化生成能发出荧光的产物(荧光体)的过程。光致荧光成象过程如图 22-60 所示。

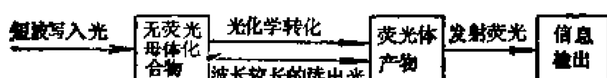


图 22-60　光致荧光成象过程示意图

由母体化合物组成的光敏材料，涂布在片基上，形成一层感光层。用短波长的写入光源通过底片投影到感光层上曝光成象。也可用信息调制的写入光束，对感光层扫描曝光。在曝光区，有一部分母体化合物被转化为荧光体，被转化为荧光体的量与曝光强度或曝光时间成正比，这样就将图象信息记录到了感光层上。

有的光致荧光成象体系只要曝光 1 毫秒或更短的时间，就能得到可读出的荧光图象。光致荧光体系是一种分子成象光敏材料，它具有很高的解象力。

理想的母体应是这样一种化合物，它对化学和热是稳定的，没有荧光，不吸收 300 毫微米以上的光，而强烈吸收 300 毫微米以下的光，并能高效率地转化为荧光体产物。典型的光致荧光成象体系光谱特性如图 22-61 所示

比较成功的光致荧光体系有：

(1) 3-对甲氧基苯甲酰基-2-(2-呋喃基)-色酮的重排反应。其光谱特性如图 22-62

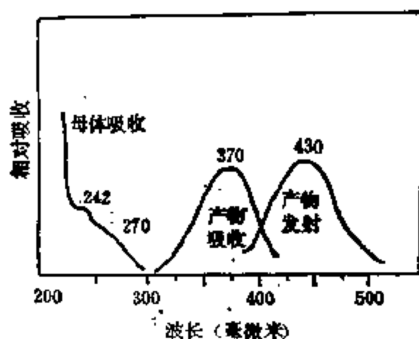


图 22-61　光致荧光体系的光谱特性

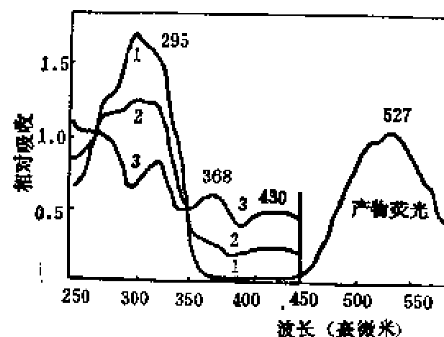


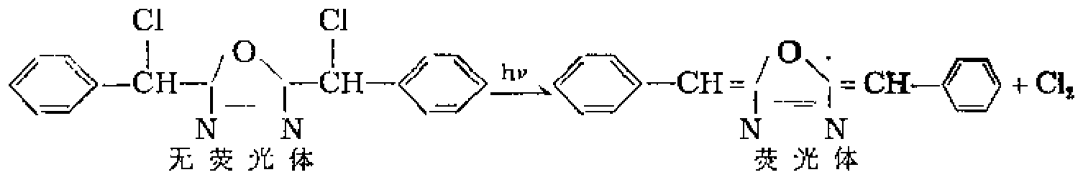
图 22-62　色酮光致荧光的光谱特性 1. 曝光前吸收；2. 曝光 7.5 分钟；3. 曝光 20 分钟。

所示。

曝光反应前是无荧光母体——呋喃基色酮，有较好的稳定性。在295毫微米它有强的吸收，而在360毫微米以上就只有很少的吸收。随着反应进行，在295毫微米处吸收减少，而荧光体在368毫微米和430毫微米处较母体有大得多的吸收，故呈桔黄色，并且有很强的绿色荧光。（$\lambda_{max}=527$毫微米）量子产率达到0.40。这种体系的灵敏度可达到100微焦/厘米^2。

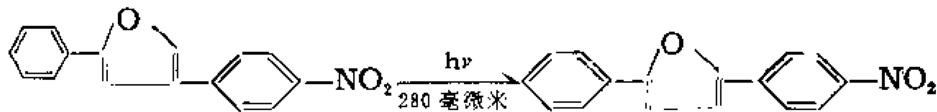
可是这个反应体系在高浓度下进行时，转化效率急剧下降。

（2）环偶氮化合物，作为光致荧光成象的母体，例如：



左边的二苯氯甲基1,3,4-氧二氮杂茂是无荧光的(母体)化合物，它与氯乙烯和偏二氯乙烯共聚物混合涂膜。用2537埃的紫外光照射时，就会失去两个氯原子，形成(右边)发荧光的化合物。

（三）3,5-二芳基异噁唑，经光异构化作用，生成有效的荧光体——2,5-二芳基噁唑。如下式所示：



这个反应的量子产率约为30%。2,5-二芳基噁唑不仅是高效率的荧光体，而且有特别的环境稳定性，可作为检测离子辐射的闪烁体。其缺点是荧光体和母体之间吸收波长差别较小。

七、光导热塑全息片[22]

光导热塑全息片是在涤纶薄膜、玻璃等片基上镀上一层碘化亚铜、二氧化锡或氧化铟的导电层，然后再在导电层上涂布一层有机光导体，在光导体层上再复盖一层热塑层而构成。称为四层结构。有的把光导层和热塑层合为一体，即为三层结构。

光导热塑全息片的录象过程如图22-63所示

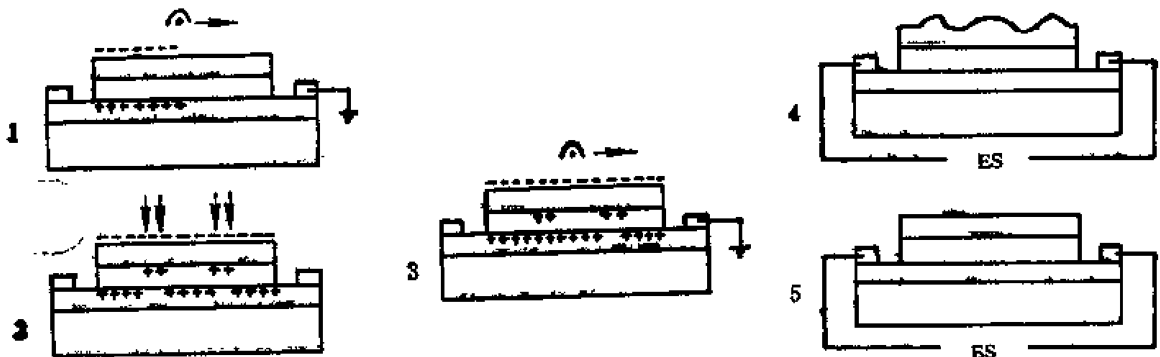


图22-63 光导热塑全息片的录象过程。1. 电晕充电；2. 曝光；3. 再充电；4. 加热显影；5. 电热消象。ES——电源

在充电、曝光、再充电之后，在光导层和热塑层的界面形成与所录信号相对应的电荷潜象，加热使热塑料软化，在潜象电荷的作用下热塑层形变，显示出图象。当所录图象不需保存时，可加热消象，以备再用。

光导热塑全息片具有干法加工，原位，实时、衍射效率高（达40%—60%），灵敏度高（可与柯达649型胶片相比较），生产、运输、保存中不怕见光，能重复使用，录象不需暗室，全色等特点。但有的热塑层表面会形成"霜"面象，使信噪比降低。

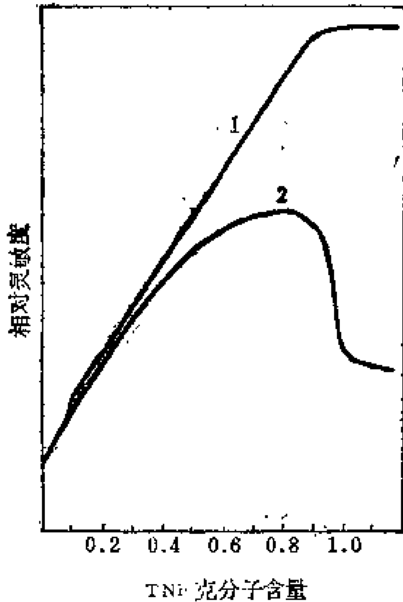


图 22-64　灵敏度与 TNF 含量的关系。1·充负电；2·充正电。

光导热塑全息片能记录普通图象和全息象，而且还可以将整页文献缩微记录在直径约3毫米的小平面上。在无损探伤，测振以及光学信息处理等方面均可应用。

光导热塑全息片用的有机光导体材料有聚乙烯咔唑（PVCZ）和三硝基芴酮（TNF），它们具有光敏性好，制备容易，成本低，加工成膜性能好等优点。在PVCZ和TNF体系中形成的PVCZ：TNF电荷转移复合物，其光敏性随TNF含量的变化示于图22-64。

热塑层所用的材料有：①树脂类，重复使用次数约为50—100次；②苯乙烯、甲基丙烯酸类的三元共聚物，软化点为31-70℃，重复使用次数可超过5000次；[23]③聚苯乙烯，信噪比较高，但重复使用次数比树脂类改进不大。[24]

八、物理显影照相

物理显影照相的原理是光照产生潜影核，在显影时能把显影液中的金属离子还原，形成金属图象。例如4-甲氧基苯基偶氮磺酸盐光照产生光异构。异构物在水中释放出亚硫酸离子，这个离子能把一价汞还原成金属汞，得到金属图象。这个体系可以得到黑色影象[25]灵敏度达10^2—10^3尔格/厘米²。

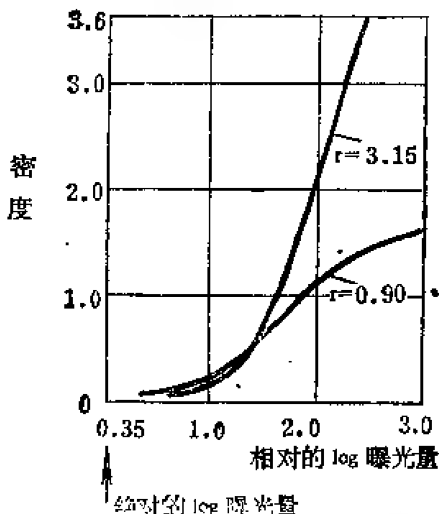


图 22-65　Itek 胶片的典型感光曲线

伊特克公司利用光电导照相、物理显影的原理，制成缩微胶片[7]，还原放大用的Itek RS Reader-Printer相纸和Itek 462型航空复制胶片。

Itek 462型胶片是涂布在0.10毫米厚聚酯片基上的高解象力（接触印刷时超过900线/毫米）的复制感光材料。光谱感光度处于紫外和短蓝区，感光度峰值为380毫微米。图22-65为Itek胶片的典型感光测定曲线。添加的光电导体如ZnO，已用于实验乳剂中。

因为感光层形成逐渐衰退的潜影，因此必须在曝光后几分钟内冲洗，以免密度和反差下

降。生胶片 462 型不含银或银盐，但是冲洗影象是银形成的，银是冲洗液提供的。

冲洗以三个步骤快速完成；活化处理、显影和定影、干燥包括在内的整个冲洗周期在不到一分钟之内完成。只要改变冲洗方法，就可控制反差系数从 0.8 到3.6左右。因为 Itek 462 型胶片的潜影在活化处理之前不是永久性的，所以该感光材料受光、热和高能辐射的偶然曝光影响不是永久的。暗藏约 24 小时，就可以恢复其原来的感光度。此性能是在高解象力感光材料中，462 型胶片所独具的。Itek 乳剂的调制传递函数表示在图 22-66 中。

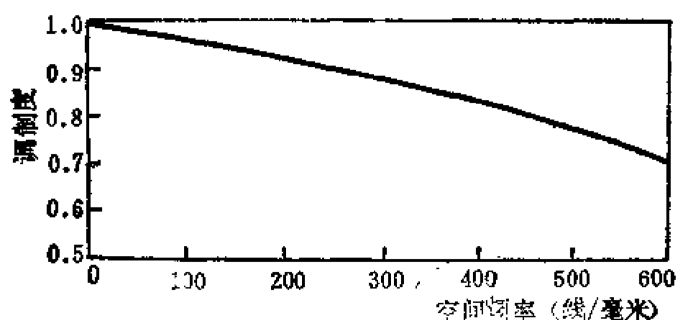


图 22-66 Itek 乳剂的调制转递响应。

九、固相自催化成象

固相中自催化反应是利用固相中分子之间在加热情况下的自催化作用而成象的。如尼克森及米奇尔[26]所开发的有机碲热显影体系。该体系在曝光时产生潜象，然后于125—150℃加热 2—20 秒钟，使潜象成为可见的黑色碲象。其机理是，曝光时产生微量碲的潜象，由于加热使介质软化，故分子可以进行扩散运动，潜影碲作为有机碲化合物热分解的催化剂，促进有机碲化合物迅速再分解产生碲，使潜象成为影象。这种体系的灵敏度达 0.1毫焦耳/厘米²，解象力为500线/毫米。

3M 公司的干银盐胶片和相纸就是利用固相中自催化反应制成的。该公司的缩微胶片产品，曝光后只需在95-150℃范围内的热处理，就可得到完全显影的影象。所有组成涂布于单一基底上。光谱感光度出现在紫区和蓝区。其感光度可与线动接触印相卤化银感光材料的感光度相比较。图 22-67 给出了银盐相纸的感光测定曲线。控制热显影时间，可以得到反差变化。

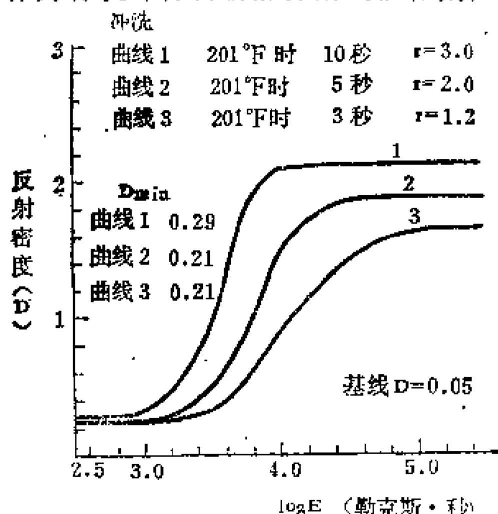


图 22-67 3M 干银盐相纸，773型的感光测定曲线

参考文献

[1] Driscoll, W. C, Vaugnan, W, Sponsored by OSA, Handbook of Optics, McGraw-Hill Book Co, p.5-1—23 (1978).

[2] KODAK PROFESSIONAL BLACK-AND-WHITE FIMS, Kodak Professional Dead Book, F-5 (1973).

[3] BASIC PHOTOGRAPHIC SENSITOMETRY WORKBOOK, Kodak Publicalion Z-22-ED, 2nd edition (1971).

[4] Wolfe, W. L, Zissis, G. J, Prepared by IRIA Center, The Infrared Hand-book,

p 14. 8—11 (1978).
[5] 马运增，徐国兴著，摄影技术基础，上海人民美术出版社，98—99页 (1980).
[6] AMERICAN NATIONAL STANDARD, ANSI, PH 2.5 (1972).
[7] (美) 菲利普，N·斯莱特等著，陈宁锵等译，刘益悟等校，遥感手册，第二分册，国防工业出版社 (1982).
[8] 杜宝元，于忠良，感光材料，(4)，52 (1982).
[9] 杜宝元，感光材料，(3)，49 (1982).
[10] 石钟豪，感光材料，(4)，53 (1982).
[11] 张兰英，张兰荣，感光材料，(2)，53 (1981).
[12] 陈德文，任德源，感光材料，(6)，37—40 (1983).
[13] 重氮缩小胶卷 SOMIC-D，ソタール工业株式会社.
[14] シアソの话、ソタール工业株式会社フイル部.
[15] 姿牌重氮感光纸，旭感光纸株式会社.
[16] 角田隆弘，感光性树脂，科学出版社，(1978).
[17] 石道钧，感光材料，(2) 6, 31—34 (1983).
[18] 石道钧等，化学通报，(11)，22 (1983).
[19] 3rd Unconventional System symposium, SPSE. (1971).
[20] 吕锡恩，邱家白，感光材料，(5) 33—38 (1983).
[21] 郑广霖，感光材料，(3)，33—37 (1983).
[22] 吴培基，感光材料，(4)，34—38 (1983).
[23] *Appl. Opt*, 12 (13), 2934 (1974)
[24] *Appl. Phys.* Lett, 10 (81), 654 (1977).
[25] *PSE*, 1 (13), 38—45 (1969).
[26] Tohyo Symposium on Photo-end Electro-Imaging, Preprint, No 1—5 (1977).
[27] [美]无线电公司，史斯，伍瑱译校，电光学手册，国防工业出版社，191—197 页(1978).
[28] 王艳乔、周小民、邵振文、感光材料，(1)，1—2 (1982).

第二十三章　光学计量仪器

第一节　引　　言

通常认为，光学计量仪器工业起源于第二次世界大战前的英国。当时，由于航空工业的发展，在飞机型架安装中急需用没有下垂的参考直线取代拉紧的钢丝，从而诞生了光学工具。光学工具的优点使得它迅速得到了广泛的应用，并愈来愈多地涌现出各种类型的仪器。本章讨论的仅仅是其中最基本的仪器。

通常，概略地介绍典型仪器并不能描绘出该类仪器的全貌。但鉴于篇幅所限，也只能作典型介绍。所以，并不是本章提到的仪器在一切方面都比同类未提到的仪器优良。

一、应用及范围

光学计量仪器广泛用于实验室、装配车间、造船厂和火箭发射场。此外，在天文、航海、建筑和大地测量等领域中它们的应用也十分频繁。利用本章所介绍的仪器可以满足下述任何一种实际的需要：确定空间某方向或一条直线的位置；确定三个点或更多的点是否位于一条直线上；定出与一条已知直线平行的直线或者离它为定距离的一系列点；探测在给定某方向上的一系列点或偏离某已知方向的一系列点；确定理想水平的或理想铅垂的参考线；测出绕瞄准轴的旋转；精确测出距离和相对距离；以相对一直线或一平面精确的几何关系进行直线或平面的定向和定位。上述测量大多数需要依赖所谓的瞄准轴线。其典型应用列于表23-1，并在以后的各种仪器中加以讨论。

本章着重介绍的是光学计量仪器的概貌。即主要介绍一些很普及的仪器。对于一些用途特殊，且理论上已趋成熟的仪器亦有所涉及。精密加工中的计量，一般希望非接触测量偏离某一参考直线的线位移或偏离某一方向的角位移。所以，本章主要围绕实现这种测量的仪器来讨论，而对那些在检验光学和机械零件中极为普遍采用的仪器和技术，例如：千分表、光学样板、普通干涉仪、投影仪、光学比较仪等则不加讨论。那些只与天文、航海和大地测量有关的仪器，由于专业性极窄，在此亦就不讨论了。

采用光学成象系统的基本准直仪器既有手动式的也有自动式的。基于光波干涉和衍射的光学计量仪器在精密测量中也十分重要，其地位与日俱增。但限于篇幅，本章都只能作概略的阐述。

二、有关术语之定义

与光学计量仪器有关的术语定义如下：

阿贝原则　为了使仪器结构的误差对测量精度影响最小，必须遵循“使标尺按放在被测尺寸的延长线上”的原则。

表 23-1 光学计量仪器的应用

定位或测量的内容	可以使用的仪器、附件及其他装置
参考线	准直望远镜 激光准直仪器 波带板 任何含有瞄准望远镜的仪器
水平线	水准仪 激光准直仪器加上重力参考基准装置 任何瞄准望远镜加上重力参考基准装置
参考方向	自准直仪 瞄准干涉仪 自反射式准直望远镜 任何带有自准直功能的仪器
穿过相交线的平面	垂直轴望远镜式准直经纬仪 旋转波带板 任何带有固定五棱镜的参考线测量装置
形成平面	经纬仪 准直经纬仪 任何带有旋转五棱镜的参考线测量装置
垂直于直线的平面	任何带有旋转五棱镜或准直经纬仪的参考线测量装置
大垂直角	经纬仪
大水平角	准直经纬仪
绕垂直于参考方向的轴线旋转的物体	自准直仪或其代用仪器 经纬仪 准直经纬仪 瞄准干涉仪
绕参考方向的轴线旋转的物体	回转自准直仪 自动偏振计 三轴仪器
测长	工具显微镜 激光干涉仪 自动光学探针 自动光学测距仪

光辐射 在光学系统的通频带内，接收器能被激励的那些波长辐射成分。

准直 根据已提供的线、面参考基准，确定空间点、线、面相对位置的测量过程。

自动准直 自动地监控产生一个与不准直量成正比的、可以探测的电信号以校正其不准直或进行自动记录的准直过程。

自反射 能从望远镜中观察到的从远距离反射镜反射回分划虚象的一种角准直技术。

自准直 能从平行光管的目镜中观察到前方反射镜反射回分划虚象的一种角准直技术。它与自反射的区别在于：它是对无穷远调焦，故分划的反射象与分划本身进行对准，而不象自反射那样，是对有限距离调焦；对准是用分划象与自反射目标对准。

方位角 地球子午面内的角度。在天文、航海和大地测量中，此角既与地北有关又与磁北有关。

游标 一种紧靠象平面的目视装置或图案。借助它，可以测量或确定象的位移。这种装置通常是可动的，常与外部示值机构连接。

偏折 指瞄准轴线方向的改变。

位移 瞄准轴线无偏折时的平移。

水平 一种由重力传感器定义的平行于地球切平面的位置。

柯勒照明 是光学计量仪器中常采用的一种照明方式。它遵循"发光体成象到物镜的入瞳处，象的大小等于入瞳"的原则。

瞄准轴线 随着偏折和位移而变化的由仪器到物体的一直线；也就是仪器光轴的延长线。按定义，望远镜的瞄准轴线即是当系统焦距变化时分划板十字线中心投影到物方形成的全部点的轨迹。

机械轴线 由光学仪器的支撑表面所确定的中心线。一台准直仪器的光轴应与此轴线一致。

自分划 直接看到的仪器分划，而不是自准直过程中反射回来的象分划。

倒转及反向 （简称倒镜）指经纬仪的望远镜绕其垂直轴转动180°，再绕水平轴转动180°，并瞄准原方向的操作。

五棱反射镜 包括五棱镜和五平面反射镜。在反射镜的法向平面内，能始终造成90°偏折的一种光学转向装置。两块互成45°的平面镜或45°直角棱镜其作用与此等效。

保罗反射镜 包括保罗棱镜和保罗平面镜。在反射镜法向平面内，能始终造成180°偏折的一种光学转向装置。如两块互成90°的平面镜及其它等效率棱镜作用与此相当。

回光反射镜 转折光线成180°，使反射光线平行于入射光线的一种棱镜或平面镜组。保罗反射镜就是平面回光反射镜，角锥反射镜（三个面互成直角）是一种空间回光反射镜。

跨式水准器 在精密安装中，能跨在圆柱体零件上的一种气泡水准器。

远心光路 为了消除视差对测量产生的误差而设计的一种光路。出瞳放在物镜的后焦面上，使物方主光线来至无穷远的光路称为物方远心光路。入瞳放在物镜的前焦面上，使象方主光线投至无穷远的光路称为象方远心光路。

回转 绕瞄准轴线的旋转。

铅垂线 指重力向量方向的线。几乎所有光学准直都要利用这个重力向量的方向线。

渐晕 由于光拦的限制，造成光学系统象的边缘照度减小且变模糊的现象。严重的渐晕将导致视场的实际减小。

第二节　手动准直仪器

一、概述

（1）准直的实质

几乎任何一个物体的制造或构成都需要某种程度的准直。通常，由机械师的眼睛，通过直边和标尺瞄准，就是在准直。大型结构往往要求借助拉紧的绳索或金属丝用人眼来对准。铅垂线和气泡水准器提供了相对重力向量方向的准直，因而完成了相对水平定位面的准直。光学准直的装置和概念把准直和测量的可能扩展到新的领域：它既可对大型结构进行精密准直，又可对小型零件进行微小量的测量。

（2）目标和标尺

自准直仪和瞄准干涉仪的操作涉及高质量的平面反射镜；激光系统的操作涉及探测器；而自动准直装置也带有回光反射镜；手动操作的望远镜，例如准直望远镜，需要用目标来表明中心线的位置，也需要用标尺来度量超出仪器光学测微器范围的部分读数。目标和标尺的图样通常采用单线-双线式分划。典型的准直目标和标尺图样见图 23-1 和图 23-2。

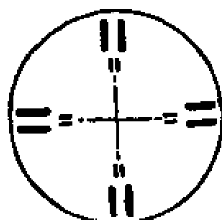
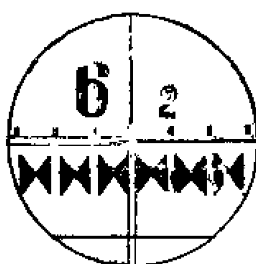
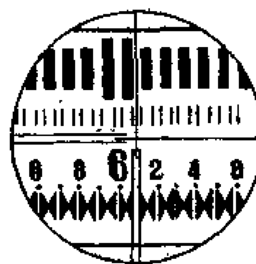


图 23-1　准直目标

一根光学工具标尺包括一系列双线目标图样，它们以小于望远镜光学测微器的测量范围的精密间隔不断重复。图示的标尺间隔为 2.54 毫米（0.1英寸）。准直望远镜使用整体式或可分离式的自反射目标以建立与平面镜的垂直。典型的







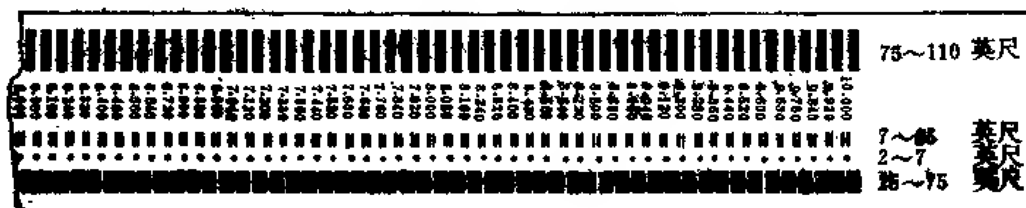


图 23-2　光学工具常用标尺

自反射目标如图 23-3 所示

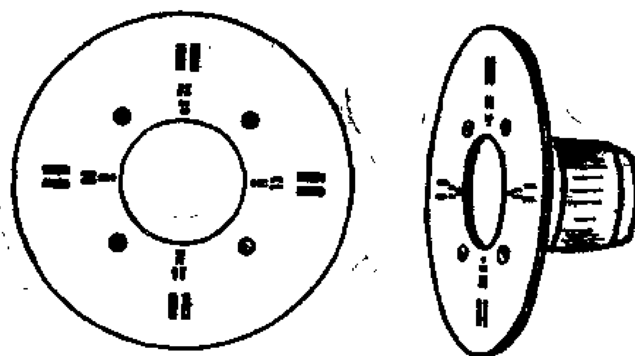


图 23-3　自反射目标

（3）准直中的视觉敏锐度

几乎所有的手动准直仪器的游标和光学测微器都采用双线夹单线或亮背景上的暗块（反之用暗背景上的亮块）对单线的形式对准。实验和经验表明，这种对准方式比任何其他标记图样精度高、重复性好。人眼的视觉敏锐度，或者是确定这类标记之间关系的能力并不取决于上述最小张角的线长；在很大程度上也不取决于照明。因此，有经验的观测者进行对准是高度重复的。不同观测者的生理差别所导致的观测结果被称为观测偏差，这个偏差是可以发现并加以测量的。

观测者的视觉敏锐度、注意力和机能直接与本人的身体舒适和精神疲劳程度有关。良好设计的准直操作过程和使用准直仪器测量时应当考虑到这些常常被疏忽的因素。特别是要在同一位置进行多次读数的情况尤其应注意。

二、自准直仪

自准直仪是一种进行小角度精密测量的光学装置。带有平面反射镜的自准直仪无论对平面镜还是对仪器本身绕垂直于仪器光轴的任何轴旋转都是灵敏的，但对它们绕仪器光轴本身的旋转却并不灵敏。参照一个十字线分划，绕既不平行十字水平线也不平行十字垂直线轴线的旋转可以分解成绕平行于十字水平和垂直线两个轴的旋转。测量值通常以这两个分量来表示。

自准直仪将把照明分划来的光线准直投射出去。由垂直于准直光束的平面反射镜反射回来的光线通过物镜聚焦，形成分划的二次象直接与原分划重叠。如果，平面反射镜绕垂直于自准直仪的光轴的任意轴线有微量的倾斜，则反射象在象平面上将会有与倾斜角成正比的线性位移。理论上，分划象的位移与自准直仪和反射镜之间的距离无关。这是自准直仪作为计量仪器的一个突出优点。但是，实际上这个距离将会限制自准直仪的测量范围。

根据自准直仪中分划象的位移，可以直接从分划刻度上读出平面反射镜的倾角。有的自准直仪可能是单轴型仪器，也就只能从中读出平面反射镜绕一个轴旋转的倾角。

两轴测量可通过旋转安装在圆柱形支架上的单轴型仪器来获得。测量的可信度取决于光轴与仪器圆形外管的机械轴是否一致，也取决其90°旋转的精度。许多形成商品的自准直仪将其仪器的圆柱形外管直径尺寸按标准化设计。典型的支撑装置如图 23-4 所示。

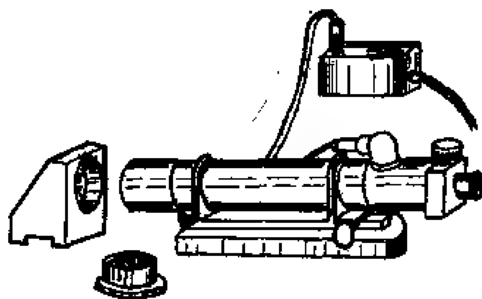


图 23-4　自准直仪

大体上讲，自准直仪就是在物镜焦平面上装有照明分划的望远镜。这个物镜焦平面就是测量象位移的平面。为此，在此平面上装有适当的游标装置。在亮视场仪器中，通常用一分光镜来使照明的视场呈现分划的轮廓；而对暗视场、亮线图样的分划，则常常是通过边缘照明的。象位移的测量

大都使用测微丝杆驱动游标，而测微丝杆读数装置既在套筒上有线性刻度，又在丝杆轴上有度盘分划。为符合阿贝原则，它们应尽可能靠近像面安装。通常线性刻值为1分，而度盘刻值为1秒。为适应不同的观测者，目镜装有视度调节。

分划类型可分为简单的十字线，单线-双线十字线或者它们的组合型式，其图样示如图23-5。一般而言，大多数读数均系用双线游标配简单十字线测量所得。而对平面反射镜的精密自准直，由于像的重叠，最好采用单线-双线十字线。而组合型分划可以适用于上述两种情况。带有单线-双线十字线分划的光学系统习惯设计成由平面反射镜反射的准直光使分划的象颠倒和反向。

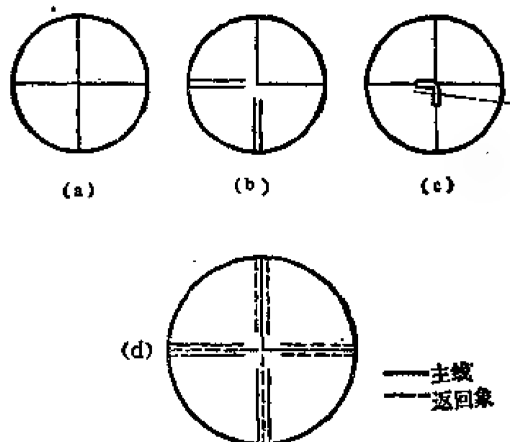


图 23-5 分划图样

(a)十字线；(b)单线-双线十字线；
(c)组合型；(d)重合自准直时的单线-双线十字。

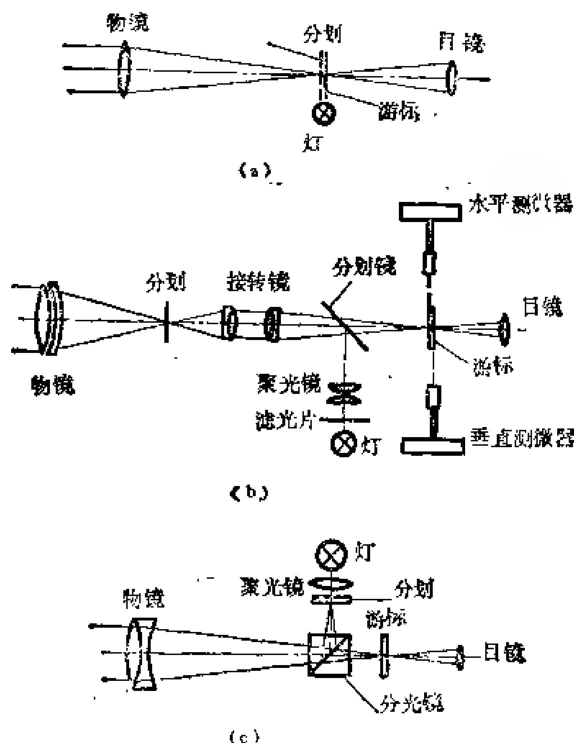


图23-6 自准直仪光路

(a)边缘照明分划；
(b)在辅助象面设置游标，采用分光镜照明分划；
(c)借助分光镜照明并引入外分划。

分划照明系统也有一定的要求。典型的光路图如图 23-6

（1） 基本原理

测出象平面上原点到其反射象之间的线位移，自准直仪便能测得平面反射镜绕垂直于本身光轴的倾斜角。这个线性位移正比于分划轴上点发出的准直光束与它经平面反射镜反射的反射光束之间的夹角。或者说，这个线位移正比于仪器光轴与反射镜法线之间的夹角。

经简化抽象的自准直仪可以看作在理想物镜焦平面中心含有一点光源，然后经物镜投射出一束理想的平行光，它们具有与物镜相同的直径，经垂直于该光束的理想平面反射镜反射，返回象则是一个中心在光源处的艾利斑。这样，在气流稳定而介质均匀的条件下，仪器的有效工作距离仅仅受到大气扰动的限制。实际上，手动自准直仪物镜焦平面上的光源不可能只是一点，而是有一定尺寸的分划，从而导致一定的观察视场。这样，既可以定义光轴，又可以提供一定的角度测量范围。由于存在着某一视场的光线能否返回进入仪器的问题，这样的仪器将使工作距离受到限制，而且随工作距离的变化，测量角度范围亦有所不同。其理由说明如下。

图 23-7 中，分划上的每一个点经物镜均发出一束平行光，该平行光的方向，由此点与

物镜后主点的连线所确定。分划上只有位于光轴上的点，由它经物镜发出的平行光才平行于光轴，具有与上述点光源分划所发出的光束相同的特性。这样，包含无穷多束不同方向平行光束的自准直仪输出为具有一定立体角的光锥，光锥的顶角等于分划的视场角。该输出光锥由物镜的视场光栏截去其尖顶。

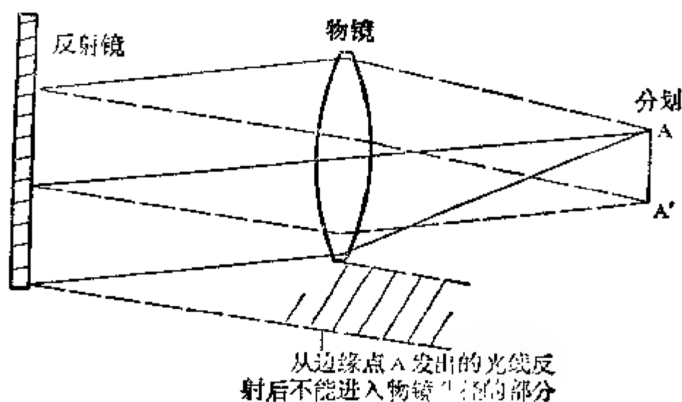


图 23-7 渐晕

只有轴上点发出的光线被与轴垂直的平面镜反射时，才会全部返回到物镜中。而离轴的各点发出的光线，反射后总有部分不能进入物镜。当自准直仪与平面反射镜间距离增加时，不垂直于镜面的反射光线便越来越多地不能进入物镜，这种效果将导致象边缘的渐晕。随着距离的进一步会增加，使边缘点全部消失。当某一反射光束一点都进不到物镜孔径内时，则在分划板上就看不到发出这一光束的那点的象了。

垂直于光轴的平面反射镜所引起的角视场限制由仪器到平面镜的距离可以据下式求得

$$\varphi = \mathrm{tg}^{-1}\frac{h}{l} \tag{23-1}$$

式中 φ——半视场角；

h——$d/2$；

d——入瞳直径（通常为物镜孔径）；

l——入瞳到平面反射镜沿光轴之距离。

公式(23-1)表明了仪器的真实视场。分划上的刻度和游标习惯直接以反射镜的倾斜量或倾斜量的一半来表示。

随着自准直仪和平面反射镜之间的距离增大，仪器的测量范围相应减小。考虑到照明情况，实际工作范围略微比理论工作范围要小。当轴上点的反射象消失，即轴上点发出的平行光束反射后完全进不到物镜孔径中时，便达到在此给定距离的理论工作范围。但当平面反射镜倾斜到这个理论工作范围的边缘角值时，游标也就看不到了。在设计视场以内，可以测量的平面镜倾斜极限角 θ 由下式给出

$$\theta = \frac{1}{2}\mathrm{tg}^{-1}\frac{d}{l} \tag{23-2}$$

式中 l——入瞳到平面反射镜沿光轴之距离；

d——入瞳直径（通常为物镜孔径）。

在分划照明充分的条件下，物镜直径为45毫米的自准直仪至少有45米的实际工作距离。在此距离，有效角度范围大约是±1.25分。表23-2列出了几种典型的仪器。

(2) 代用仪器

除自准直仪外，还有不少其他的准直仪器。例如，准直望远镜，通过对无穷远调焦或增加自准直附件的办法，可以将它改制成自准直仪，只是性能稍差一些而已。自准直作为一种操作技术，是装有照明分划和可以对无穷远调焦的其他仪器也能应用的。

(3) 应用

表 23-2　典型自准直仪

制造厂家	典型型号	
	单轴式	双轴式
达维得森光导公司	D-638	D 656
黑尔格-瓦茨公司	TA-1	TA-51
克尔莫金公司	K-221	K-222
佩肯-埃尔姆公司	CS3-24	
上海光学仪器厂	42J	

自准直仪一直被用于校正飞行器的机架和导弹的发射架；用于监测火箭发射器的姿态以及校正火箭跟踪测试仪器；用于传递导航仪器之间的准直基准；同样也可用于更为普及的地方，如：作为光学立方体和光学多面体的校正和测量装置等。

带有一个适宜安装的平面反射镜的自准直仪是一种在机械加工车间和实验室具有广泛应用的仪器。用它可以检验机床导轨的平直度和平行性；用它可以测量平板的平面度和平尺的平直度；如果增添五棱镜这样的光学附件还能检验结构的不垂直度和不平行度。在某些形变测量实验中，若将平面反射镜装在特定位置，可以测出构件的微小倾角变化，从而作为应变仪线性测量的补充。总之，自准直仪在实时机械测量中的应用恐怕只是要受到使用者水平和能力的限制。

（4）技术

光轴的确定，也就是说分划板是否在观测者视场中可见，取决于分划板在光学系统中的位置。若分划板可见，可借助游标直接测量分划和其反射象之间的距离，从而测得平面反射镜法线对光轴倾角的绝对值。若分划板不可见，这样的绝对测量可以假定原始值为零由游标刻尺推算出。或者用自准仪绕它自身的机械轴翻转 180°，据前后两次读数的平均值来确定。不管在观察视场中是否能看得见分划板，两平面反射镜法线间的相对差值，或者一平面反射镜法线的变化均肯定可以直接测出。然而，对某些其他确定的应用则与此不同。例如，重合自准直即仪器光轴垂直于反射镜的自准直操作，只有当观测者能同时看到分划板和它的反射象时，才有可能进行。

同样，一个尚未准直好的平面反射镜法线也可以通过自准直仪来确定。这时只需将两个互相垂直的游标从主分划线向其反射象各移动二分之一的间距，这两个读数即是该平面反射镜法线相对自准直仪光轴的夹角。这个性能很有用，它可用于比较平面反射镜法线与另一准直仪轴线方向上的差异。

视场中看不见分划板的自准直仪也可用于同样的测试目的，只是需要对仪器本身轴线位置校准，或绕仪器自身轴线翻转 180° 再测试，只是这时可能具有附加的误差。

（5）附件

自准直仪带有一个较高质量的平面反射镜，为了保证一定的使用寿命，这种反射镜均为内反射式的。对大多数用途，平面反射镜表面的面形推荐应小于钠光波长的八分之一。对反射镜不同形式的安装通常适用于各种不同的特殊用途。例如，检验机床导轨平直度时，反射镜就安装在正弦尺上；合理设计的油槽或水银槽可以通过油或水银的液面起到水平平面反射镜的作用；许多悬吊重物的重力参考平面反射镜也是可用的。

保罗反射镜常用于只对一个轴的准直感兴趣，而对另一轴的准直没有要求的情况。光学立方体和光学多面体多用于确定圆周的角度分度。通常，五棱镜反射镜、回光反射镜、位移式潜望镜或光楔等装置用于使瞄准轴线发生偏折或位移。假定这些装置被安放到事先预定的瞄准轴线位置上，而瞄准轴线又是稳定不变的，这种装置的添加应既不导致屈光度的变化又不过多造成光能的损失，那末使用这些装置将不会影响最后一面反射镜偏转的测量。使用自准直仪测量倾角，无法区分是仪器自身转动造成的，还是平面反射镜转动造成的。所以对仪器安装固定的稳定性及刚度务必充分注意。

（6）灵敏度和精度

假定某一反射象的几个连续位置之间的差值大到足以使测微机构的读数明显地不同，那末，自准直仪就能在观测视场中分清该反射象的几个连续位置。这个可分辨的最小值可以由实验得出，一般认为应小于 2.5 微米。对一个已知倾角的平面反射镜，其反射象的线位移量取决于物镜的焦距，并由下式决定

$$\Delta\nu = 2f'\cdot\Delta\theta \tag{23-3}$$

式中　$\Delta\nu$——反射象在直径方向上的线位移，简称线位移；

f'——物镜象方焦距；

$\Delta\theta$——平面反射镜法线方向改变量，或称反射镜倾角。

因此，250 毫米焦距的自准直仪将能分辨 1 秒的平面反射镜倾角。

影响灵敏度和精度的因素如下：

①当仅有物镜孔径的一部分光形成反射象时，该孔径有效部分的位置和大小。一个良好设计的仪器对这种部分孔径的变化相当敏感。

②分划板照明的均匀性。

③物镜的焦距。

④象面的离焦程度。

⑤热补偿设计。

⑥测微驱动机构相对示值机构的空回。

⑦十字分划线的垂直度。

⑧游标图样相对分划线的平行度。

⑨分划板位置的稳定性。

⑩观测者本身的因素。

a．视觉敏锐度（包括未校正的散光影响。）

b．操作的熟练程度。

c．技术和训练的情况。

⑪测量和进行数据处理的程序。

上述这些因素的影响程度各不相同。一个有经验的观测者，用焦距为 1100 毫米的自准直仪，在周围环境稳定，工作起来感到舒适的条件下，再伴以正确的操作技术，能达到的最大偏差为 0.2—0.3 秒，重复读数的平均偏差为 0.1 秒。

当使用仪器全孔径，并在近距离伴有垂直的平面反射镜时，所得的测量最能体现自准直仪固有的精度。理想的反射镜应足够大，以便用几何关系确定的光线能全部返回到自准直仪的入瞳中。然而，反射镜的大小常常被其他条件所限制，从而使得反射镜成为系统实际的入

射光瞳。这样的反射镜用于自准直仪的不同部位，将会有稍许不同的读数，这时，必须考虑到这种准直误差对精度的影响。

对于10%的孔径，这种偏差可达 2 秒甚至更大，具体的影响程度如何还要取决仪器的结构。大约在平面反射镜和自准直仪之间距离的一半处，移动一张带有边长大约为 12 毫米方孔的纸片横扫光路而过，则可以定量地测出仪器的灵敏度。

三、准直望远镜

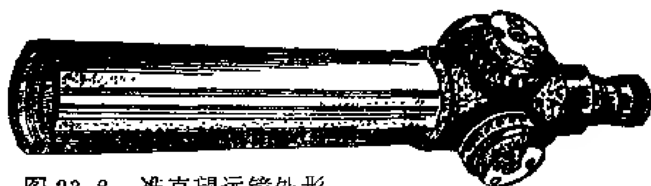


图 23-8　准直望远镜外形

准直望远镜是用来观察和测量瞄准轴线在垂直或水平方向位移的一种光学仪器。除了一般望远镜所具有的物镜、目镜以外，准直望远镜还有分划板，用它相对视场确定光轴；还有内调焦装置，用以对不同的观测距离调焦。准直望远镜通常均可以对靠物镜很近的距离到无穷远进行调焦。有些准直望远镜甚至还可以对自己物镜的前表面进行调焦。大多数仪器，当调焦无穷远时具有放大率 30—50 倍。当望远镜对近处的物调焦时，其放大率将减小，而角视场相应增大。

通常，可以把准直望远镜理解为沿象平面内两个方向上带有测微机构的测量装置。大多数准直望远镜的外径很长一段被制成直径为 57.15 毫米（2.25英寸）的光滑圆柱(图23-8)，以便适宜安装在标准的光学工具座上。

（1）基本原理

准直望远镜必须能够对从很靠近物镜到至少是最大实际工作距离这样范围的目标面调焦。而这个调节通常是内调焦，即在固定不动的物镜和目镜之间引入一个透镜零件或组件，并使之作轴向移动来实现。并要求调焦时，每一位置的目标均能相对望远镜分划板独立地观察到。随着焦距的变化，分划板十字线的中心会在观察视场内引出一条真实的直线轨迹。这条线就是对准目标所依据的基准线。在仪器上设计测微装置，就能以该线为基准测出横向位移。由此可见，调焦透镜的轴向导向机构的精密度和准确性对测量精度是至关重要的，因为它关系到从某一物距到另一物距分划板所确定的光轴位置的变化量。

测量仪器在两个相互垂直的方向上装有测微器。象平面的分划刻度规律和自准直仪显然不同。这是因为某已知线位移所对的视角是随着目标距离而变化的，尽管装有光学补偿用以减小这种效果。测微器的圆度盘上示值通常为 0.01 毫米。每一测微器驱动着只对一个方向上有影响的光学位移机构。在某些情况下，水平和垂直的位移机构是彼此独立的光学元件。而在另外的一些仪器中，一个单独的元件可以实现在两个方向上的移动。应当指出的是，位移机构必须设置在光学系统中，这样才会作用光路引起象的移动，从而使得这个移动确实与任何位置的目标有关。当距目标的距离缩短时，被观测的范围增大，观测范围随距离增加按指数减小，当距离为无穷远时，则不能实现对光轴位移的测量了。

操作时，移动目标象使其中心与分划十字中心重合，这时测微器读数即是目标中心距望远镜瞄准轴线的位移。典型仪器的测量范围为±1.25 毫米到±2.5 毫米。

（2）光学测微器

准直望远镜的测量本领是由光学测微器来实现的。它并不是相当粗糙地直接观察目标平

面的标尺来读数。光学测微器的作用是水平或垂直移动光轴，而不允许偏折光轴，这通常由下述方法来实现。图 23-9 所示的光学测微器是倾斜平板式光学测微器。平板的面形应要求使所有入射的平行光经它折射之后仍然是平行光。两面的平行度应保证每支出射光线将与入射光线方向一致。同时应保证以相同角度入射的各支入射光线在玻璃中行进同样的距离，从而造成的位移量相同。这类光学测微器通常设置在望远镜物镜的前面，在目标与物镜之间。

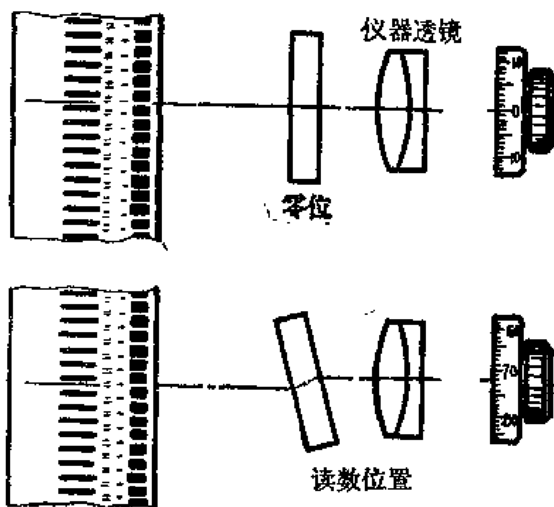


图23-9　倾斜平板光学测微器

一定厚度的平行平板绕某一轴旋转微小角度，将造成瞄准轴线的移动但是，瞄准轴线的位移与平行平板的转角并非是线性关系。另外，若瞄准轴线位移已知，所求的转角还是平板厚度的函数。为了保持瞄准轴线位移和测微器指示数之间以合理的精度准确相符，则要求机械补偿平板旋转对测微器行程的比值。而这个机械补偿有赖于各种参数的选择。

倾斜平板式光学测微器作为一个可分离的组合件适用于各种准直仪器。

丘费尔-依塞公司生产的准直望远镜采用了厚新月型透镜式的光学测微器，它位于平行光路中。该装置分别沿两个方向移动，便在每个方向上产生与倾斜平板式光学测微器同样的结果，但这时瞄准轴线的位移随测微器的旋转成线性变化。克尔莫金公司生产准直望远镜的光学测微器位于成象光学系统内，见图 23-10。它由两块辅助透镜组成，分别由测微机构驱动在垂直和水平方向移动，从而引起瞄准轴线相应的移动。测微器的这种移动与瞄准轴线相应的移动也成线性关系。

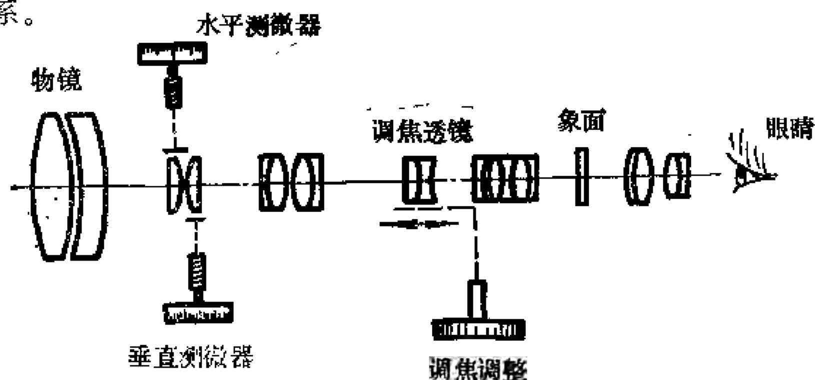


图 23-10　准直望远镜原理

（3）应用

准直望远镜的主要功能是：在空间建立一参考线，并以此线作为准直基准，测量相对它的位移。这种本领可直接用于参考点的准直或测量它们的位移。

两相交的直线确定一个平面。所以两台准直望远镜的两相交瞄准轴线可以确定一参考平面。另外，绕着瞄准轴线旋转的五棱镜或其他直角反射镜也可以扫描实现参考平面。

准直望远镜是最基本的光学工具之一。广泛地应用于大型工件的精密检验，如飞机和火

储工业中；应用于造船和修理业的装配校正等场合，如轴承的准直；也用于工厂的机械安装及修理、大型机床的校平和平直度检验等等。

(4)操作技术

以下将准直望远镜的某些操作技术简单地作一介绍。

①调平。指把一系列目标位置调到只考虑垂直位移的水平面上。准直望远镜的水平可以通过下述办法建立：将跨式水准器跨在准直望远镜的镜管上，据水准器的指示来调整底座；借助五棱镜从悬吊的法线铅垂的平面反射镜或从液面反射镜自准直或自反射；与预先已调平好的仪器准直。

②校准直。改变望远镜的位置，使得它与两个实际目标的中心所确定的直线准直，也就是对这两个目标中心有相同的位移读数。

③瞄准。将目标与分划板中心所定义的瞄准轴线对准，或者是通过逐一调焦使得它们距固定的准直望远镜光轴有等值的位移。

④瞄准测量。使用光学测微器测出每个目标中心偏离参考瞄准轴线的位移量。

⑤平行准直。通过角度调整，使一台调焦无穷远的带有分划板的望远镜与另一台这样的仪器准直，直到它们的光轴彼此平行。这时，从视场中表示的它们的分划中心是重合的，但表明其光轴并不重合。应该注意，投射用的仪器的分划板必须照明充足，以使接收的仪器视场中除了能看清自身的分划之外还能看清投射仪器分划的象。

⑥角准直。角准直就是指校正反射镜垂直于瞄准轴线。平面反射镜可以使其法线处于包含瞄准轴线的一个平面里或者处于包含瞄准轴线的两个正交平面内。而保罗反射镜只能使它的法线处于其屋脊棱的平面内。准直可采用自准直原理，让望远镜对无穷远物调焦，通过反射镜的角度调整，使得望远镜内照明分划板的反射象与分划板重合。在有些仪器中，加一辅助透镜能使光学测微器象自准直仪那样测出角不准直量。

准直也可以用自反射法实现。这时，在平面反射镜中可以观察到处于准直望远镜前方的自反射目标的虚象，再调整平面反射镜，使得望远镜内的目标象与十字分划重合。这种角准直的方法比起自准直法精度要低一些。这是由于角准直的精度取决于仪器到平面反射镜的距离；也取决于自反射目标中心与望远镜光轴固有的对准好坏。自反射目标可以采用普通目标和分离目标，普通目标是在仪器最前面的玻璃表面刻有图样；分离目标是用与仪器镜筒同心的装置构成。对不同距离的平面反射镜连续角准直需要不断重新调焦，因而会产生新的误差。

⑦平面的形成。绕光轴旋转五棱镜就能产生垂直光轴的平面。

(5) 附件

准直望远镜需要适当的目标配合仪器使用，对不同的用途，所用的相应目标被列在附件表上。对于准直望远镜，正象其他光学工具仪器那样，配以下列附件是有用和可取的。

仪器支架和支座；

目标及目标架；

直尺和尺架；

自动反射目标（某些仪器已装在内部）；

自准直目镜（以提供照明分划）；

自准直辅助透镜（维持内部光学系统不变，使加入辅助透镜的新系统对无穷远调焦，以

实现光学测微器能以秒为单位读出相应的角度）；

各种不同装配结构的平面反射镜；

保罗棱镜；

五棱镜；

跨式水准器；

铅垂重力平面反射镜；

光学测微器（如果该仪器未包括的话，则有）。

（6）灵敏度和精度

准直望远镜对偏离瞄准轴线的目标位移的灵敏度是目标距离的函数。随着目标距离的增加，目标在观测视场中的尺寸减小，如果放大率不增加的话，这个目标尺寸本来还要更小的。由于目标尺寸的减小，光学测微器的视觉效应也相应减小。根据经验，一般认为仪器的灵敏度是目标距离的 1/200,000。这表明，若该系统没有其它误差，偏移瞄准轴线的位移可以被测准到目标距离的 1/200,000。由于调焦时，调焦透镜的中心会稍许改变，从而使瞄准线方向随着调焦而变化，所以偏离参考瞄准线的横向测量的综合精度还要略微低些。优质的仪器应使瞄准轴线的方向变化在调焦过程中保持在 1 秒的范围内。

准直望远镜的工作距离仅受所需测量精度、目标的尺寸、目标的精度的限制。良好的照明对于有效地识别目标总是必要的。

为了有效地消除视差，目镜必须先对分划板调焦。这时可以设法使视场变暗一些，例如用白纸遮住镜头口径。目镜对分划板调焦之后，再用内调焦透镜对目标面调焦，如果是自准直时则对无穷远调焦，以保证分划板与物镜的象面重合。如果当人眼在出瞳直径范围内上下左右移动时，象和分划板间已没有相对移动，表示已消除视差，这时可以认为象面已与分划面重合，从而消除了这一误差来源。

典型的准直望远镜产品列于表 23-3。

表 23-3　典型望远镜

制　造　厂　家	型　　号
瞄准望远镜：	
布朗桑仪器公司	81
准直望远镜：	
新泺精密光学仪器公司	JZ5-1
布朗桑仪器公司	83
达维得森光导公司	D-275
卡费尔-依塞公司	712020
克尔莫金公司	K-122
莱茨公司	准直望远镜
兰克・泰勒-霍勃森公司	112/636/3976
东京光学公司	AT-1

四、经纬仪

经纬仪是用于测量水平面及垂直面内角度的大地测量仪器。大地测量经纬仪也可以含有

不少附件，如观察天体用的倾斜望远镜，象平面测微器或横向测微器等。从计量的目的而言，常常还需要增加一块照明分划板以用于自准直操作。总之，仪器所具有的水平和垂直角的基本测量能力是很有用的。仪器结构最主要的部分就是将圆周的水平度盘和垂直度盘，其上装有带调焦望远镜的高度方位支架；其下装有三角支架或固定支撑。经纬仪的核心部件是，水平度盘及垂直轴和垂直度盘及水平轴，它们的制造水平和调整好坏决定着经纬仪的精度。通常所称的经纬仪和测量经纬仪的主要区别是这些核心部件的精度以及仪器的总精度不同，当然由度盘读出数的精细程度也不同。

经纬仪上具有的光学度盘读数系统和小型折叠式光学系统是经过改进的现代装置。重合光学度盘读数系统可以抵消度盘偏心的影响：该系统能将垂直度盘和水平度盘圆周直径方向两端同时观测的读数值取平均。

通常的内调焦望远镜具有瞄准望远镜所需的一切特性。所以经纬仪上的准直望远镜大都是内调焦式的。

正如在准直望远镜中所讨论的那样，视场中由分划板所确定的经纬仪光轴，也必须在调焦时保持一定程度的不变。而这种调焦是对不同距离的物体进行角度测量所必须的。

由于经纬仪受到诸因素，如轴系、度盘、望远镜、以及使用条件的不同等，故常采用多种结构型式。最适宜计量的通常是小型精密的测量经纬仪。

(1) 基本原理

迄今为止，用于大地测量和用于计量的经纬仪还在不断改进设计，我们先介绍其一般原理。经纬仪在两个平面测量角度，其值是以仪器瞄准一物体时在水平和垂直度盘上的读数与仪器瞄准第二物体时同一度盘上读数之差来表示的。仪器的瞄准可以看成将分划板十字丝以特定的方式套在物方的物体上，或者在计量中，也常常通过照明分划板把望远镜调焦至无穷远，由专门的平面反射镜来建立自准直。

一台经纬仪具有高的精度特性。这主要指：水平轴和垂直轴的运转精度高；水平轴、垂直轴和望远镜轴三轴相互垂直度或正交性好；水平度盘和垂直度盘的角度精度好；以及它们与相应轴的同心度好。另外，望远镜设计成能俯仰和回转，使得平均两个观测值成为可能，从而消除由于残余的非正交性而引起的系统误差，进一步提高了精度。

(2) 典型仪器

经纬仪通常按其示值精度或设计精度来分类。典型的仪器见表 23-4。

(3) 用途

用瞄准目标的方法或用平面反射镜自准直的方法，经纬仪可用于要求在垂直平面或水平平面进行精密角度测量的任何场合。可以用它测量相对一个大致铅垂平面的偏差，这个大致铅垂的平面可以由两个分别约成 90° 的固定参考平面反射镜来建立。偏差可以直接由象平面测微器读出，也可以间接依绕垂直轴的旋转而算出。对于后者，距该平面的偏差近似等于水平度盘读数乘上高低角的正割。

(4) 灵敏度和精度

经纬仪的灵敏度和精度取决于仪器的设计加工和调试，而仪器实际具有的精度还有赖于外界条件和有关技术的应用。

影响灵敏度和精度的设计方面因素是：度盘的分划精度；度盘的照明情况以及在光学读数系统中度盘的放大率；刚度和稳定性；热补偿措施；提供重合读数装置情况；瞄准望远镜

和分划板的设计；光学系统视差和微动装置等。

表 23-4　典　型　经　纬　仪

制　造　厂　家	典　型　型　号
威尔特公司	T_4
蔡司公司	Theo 003
威尔特公司	T_3
克恩公司	DKM-3
北京光学仪器厂	DJ07-1
威尔特公司	T_2
克恩公司	DKM-2
黑尔格-瓦茨公司	NO 2
北京光学仪器厂	TDJ2
威尔特公司	T_1
克恩公司	DKM-1
黑尔格-瓦茨公司	NO1
欧波同公司	Th4
日本光学工业公司	NT-2
西北光学仪器厂	经Ⅲ型

影响灵敏度和精度的加工和调试方面因素是：度盘安装在相应轴上的垂直度和同心度；度盘的线性度；轴系之间的相互垂直度以及一般的质量控制等。

影响灵敏度和精度的使用方面因素是：周围环境的稳定性；操作者的技能；误差抵消技术的应用和数据处理。

经纬仪的精度表现，即示值可以从 1 分到很小量级，例如 1/20 秒。常常根据经纬仪的精度，将它们分成四级，即一级经纬仪；二级经纬仪；三级经纬仪；四级经纬仪。这种分法为大地测量领域所熟悉。一般用经纬仪进行三角测量最终的平均误差是：

一级经纬仪，1 秒；

二级经纬仪，2 秒；

三级经纬仪，6 秒；

四级经纬仪，15秒，但要求边的计算精度等于第三级。

由于允许误差是总误差，所以要求仪器精度更高一点。一级经纬仪通常可直接读到1/10秒，并估读出更小的角度。光学工具和其他计量应用一般最宜使用一级或二级经纬仪。

图 23-11 为一台小型经纬仪。

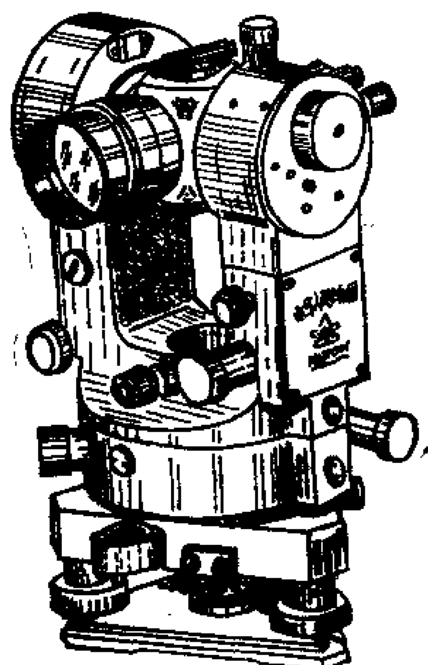


图 23-11　经纬仪

五、水准仪

图 23-12 所示的简图就是一种水准仪。它用以建立一条水平瞄准线，并以此为基准测量小量的垂直位移。它含有装在垂直主轴上的精密瞄准望远镜；重力参照物（通常为圆水泡水准器和灵敏的长水泡水准器）；使主轴铅垂的调整机构；使瞄准轴线垂直主轴的上下调整机构。光学工具水准仪通常装有微调机构，并有时能在水平和垂直平面进行旋转读数。在水平面绕垂直轴的旋转一般不受限制，而垂直面绕水平轴的旋转仅限于很小的角度，并由精密螺纹或远离水平轴的测微机构来控制这个微倾的程度。所以有人把水准仪称为微倾水准仪。在水准仪上可装上光学测量装置，如光学测微器和自反射目标。这一点已在准直望远镜中讨论过了。

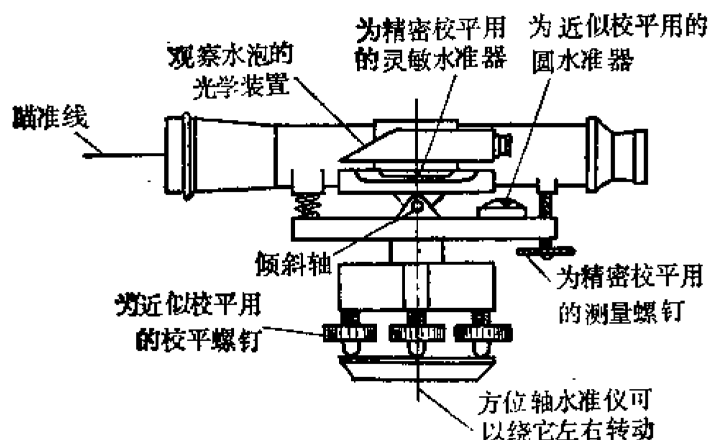


图 23-12　水准仪简图

水准仪上的灵敏长水准器通常还带有如图 23-13 所示的光学重合读数系统。望远镜和管形水准器被装在水平轴上，而水平轴又装在一个平台上，是它限制了主要旋转件绕垂直轴进行方位调整。望远镜可绕水平轴相对平台转动。该平台上也装有圆水准器供粗略调平。仪器整体装在三脚架上或固定支撑上。

工厂所使用的水准仪的前身是定镜水准仪，目前它大多已被自动安平水准仪所取代。自动安平水准仪在工厂中，尤其是那些产品需要快速组装的工厂中，有不少应用。只是所有的自动安平水准仪都需要人工将其调整到大致水平的程度。

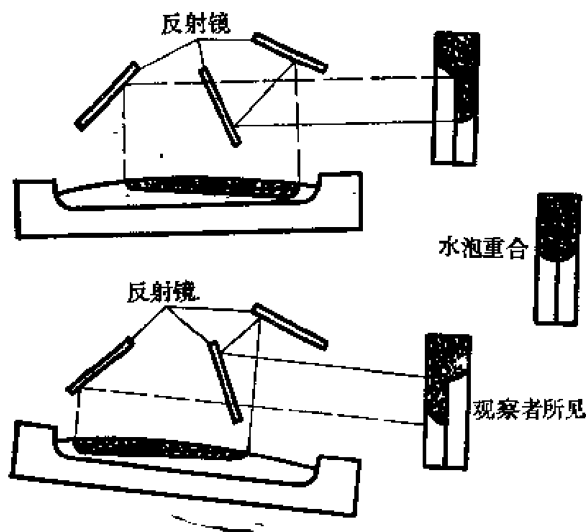


图 23-13　重合读数系统

（1）基本原理

首先借助精度不高的圆水准器，在旋转支座的不同径向位置观察，使水泡居中，便近似地确定主轴处于垂直状态。然后调整仪器，使望远镜处于垂直主轴平面的每一方位时，灵敏的长水准器的水泡居中，则可最终确定水平瞄准线。

水平瞄准线的精确确定还有赖于望远镜光轴和灵敏的长水准器之间是否校正好的实际关系。

因为瞄准线在每一方位位置可独立地校平，所以主轴无需绝对垂直。由于水平轴与垂直轴相交，重新校平也不会影响到微倾水准仪瞄准线的高度。

常用典型的水准仪见表 23-5。

表23-5　典　型　水　准　仪

制　造　厂　家	典　型　型　号
精密水准仪	
布朗桑仪器公司	545
丘费尔-依塞公司	71-3010
北京测绘仪器厂	S_1
自动安平水准仪	
蔡司公司	Ni 002
欧波同公司	Ni 1
威尔特公司	NA 2
克恩公司	GK_1-A
日本光学工业公司	AP
北京光学仪器厂	DZS_3-1

(2) 代用仪器

不用水准仪，校水平的功能也可由其他仪器以不同的精度和操作方式来实现。可以采用座标经纬仪、普通经纬仪或准直望远镜，只是在需要的地方要适当引入重力参考物。

(3) 应用

水准仪的基本作用是对所有的水平方位，将水平瞄准线限定在一个不变的高度上。同时也可测量出不同位置的物偏离水平瞄准线的垂直位移。有些仪器增添机构还具有其他附加功能，这包括：测量偏离某线或某平面的横向水平位移；通过自反射进行角准直；测量偏离水平面的微小角位移等。

(4) 附件

因水准仪可以看成是特殊用途的准直望远镜，所以列在本节三、(5)的大部分附件已适用于水准仪。

(5) 灵敏度和精度

优质的水准仪能把水平瞄准线的精度限在1秒以内。正如在准直望远镜中所阐述的那样，水平瞄准线在深度上的投影精度取决于望远镜中内调焦透镜导向机构的精度。其操作精度、灵敏度以及所用的预防措施均与本节三、(6)所叙的准直望远镜相同。

地球表面的曲率影响通常在车间范围的光学工具中不予考虑。然而当距离足够大、仪器精度又相当高时，必须注意到，当地的重力向量在水平距离大约每增加30米，便有1秒的倾斜。

六、回转自准直仪

回转自准直仪就是使自准直仪适用于测量绕准直光管光轴转动的回转量。回转自准直仪在概念和结构上与标准的自准直仪相同，只是分划板和游标的结构必须相对象的转动量灵敏，而不是对象的移动量灵敏。

(1) 基本原理

必须采用屋脊棱镜，如保罗棱镜或保罗平面镜以便将其转动转换成分划板反射象的旋转。而且反射象绕自身中心旋转量为自准直仪和保罗反射镜之间相对转动的两倍。与此同

时，反射象的中心绕分划板中心旋转。这两个中心的距离与反射镜的屋脊棱对光轴的不垂直度成正比。转过的角度等于自准直仪相对保罗反射镜的转动角。以上现象，任何自准直仪都能观察到。回转自准直仪的任务只是将它们测量出来而已。

（2）典型仪器

回转自准直仪是作为一种在特殊场合应用的设计思想而存在的，它並没有作为一种流行的仪器而存在。

（3）应用

通常，在回转自准直仪的视场里，被测物体的象绕自身轴线有较为灵敏的二倍旋转。虽然象绕分划板中心的旋转只有一倍。但当被测的旋转超过±90°时，这对分辨模糊点还是有价值的。

仪器的工作距离由各自准直仪的本身结构所限制，即随着到反射镜的距离的增加，视场减小，即使对轴上点的的反射也是如此。

（4）灵敏度与精度

相对而言，手动回转式自准直仪是不太灵敏的。但是却能允许被测物体旋转360°而不致弄错。灵敏度对所设计的最大工作距离而言是一常数。超过这一距离，灵敏度便是距反射镜距离的函数。这是因为，对于一个给定的旋转量，反射象的视场决定着分划图样边缘的圆周位移。

按本节三、（6）中为标准自准直仪所作的假定，在视场边缘由于反射象的旋转所引起的圆周位移为2.5微米时便能发现，将此转化成角灵敏度表明如下，例如，一台带有环形游标的回转自准直仪，当反射象大约在2.5毫米半径处，将不会超过这样一个探测灵敏度

$$\theta=\frac{1}{2}\mathrm{tg}^{-1}\frac{d}{r} \tag{23-4}$$

式中 θ——保罗反射镜旋转的最小可探测角；

d——最小可探测的线性增量。$d=2.5$ 微米；

r——游标半径，相应于$r=f'\mathrm{tg}d=2.5$ 毫米；

f'——物镜焦距；

d——分划板图样的半视场角。

这样 $\theta=\frac{1}{2}\mathrm{tg}^{-1}\frac{2.5\times10^{-6}\mathrm{M}}{2.5\times10^{-3}\mathrm{M}}=1.72$ 分

七、准直经纬仪

这一大类，包括许多由测量经纬仪演变而来的仪器。准直经纬仪包括座标经纬仪、工具经纬仪和单一交叉轴望远镜式工具经纬仪。典型的准直经纬仪如图23-14所示。仪器的主要作用是建立一个铅垂的平面，或者是与瞄准线垂直的平面。有些仪器还能测量该平面内的角度。准直经纬仪的通用结构包括一个校平的基座，旋转的垂直轴，装在水平轴上的瞄准望远镜，该轴又装在垂直轴上，保证瞄准望远镜能上下俯仰，同时整体又能绕垂直轴转动360°。重要的是准直经纬仪还有测定水平轴方位的机构。该机构可以任取下面四种型式之一。

①在与水平轴垂直的装置上装一平面反射镜；

②水平轴上装一近乎垂直的平面反射镜，使它与望远镜一起能在垂直平面旋转，用它可

以检验该平面反射镜对水平轴的垂直度並测出它的误差；

③在一空心水平轴的末端装有半透半反的反射镜，用它可以垂直瞄准线组建多台经纬仪系统；

④在空心水平轴内装有瞄准望远镜。

经纬仪望远镜和交叉轴望远镜具有一切瞄准望远镜的特点，如有内调焦功能和自反射目标等，每一种均可带位移光学测微器，也可带自准直装置。

(1)、基本原理

准直经纬仪几乎是用于车间测量的所有光学仪器中最为普通的仪器。它的基本工作原理多少有点象经纬仪、瞄准水准仪、瞄准望远镜和自准直仪。到底更象哪一种，这要看应用的模式和采用的附件了，它的基本作用仍是产生一铅垂平面或与瞄准线垂直的平面。

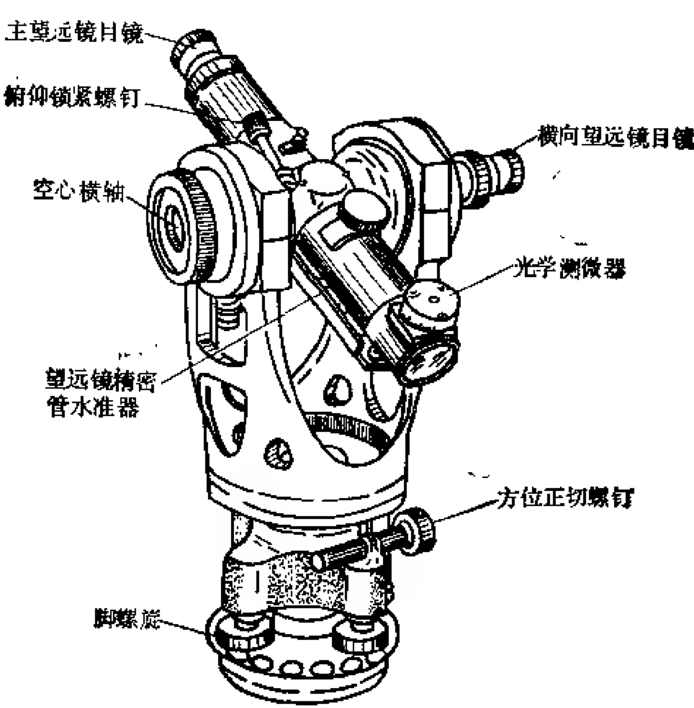


图 20-14 准直经纬仪外形

典型的准直经纬仪见表23-6所示

表 23-6 典型准直经纬仪

制 造 厂 家	典 型 型 号
布朗桑仪器公司	75
丘费尔-依塞公司	71-1010
东京光学公司	JT-2
布朗桑仪器公司	76
丘费尔-依塞公司	71-1025

(2) 应用

准直经纬仪可以用来作为瞄准水准仪、准直望远镜或对准自准直仪。它的应用常常是形成某种参考平面。如，将它校平並利用在水平轴端部的反射镜可以在方位上调整至与自准直仪形成自准直，或者调整到与准直望远镜、瞄准水准仪或另一台经纬仪形成自反射。当然，这几类仪器在此或者是用来确定参考方向的；或者是用来确定瞄准线的。为了消除由于经纬仪交叉轴不垂直性所带来的位置误差，通常使用经纬仪的倒镜技术。这时按照分度，将使轴平面反射镜水平旋转 180° 以便与预先调整好的仪器实行自准直或自反射。也可以对同一仪器实行两次瞄准，一次直接从外表面反射；而另一次待水平旋转180°以后，通过空心的水平轴从同一表面的内部进行反射。

相对扫过平面的线位移，可以借助光学测微器采用准直望远镜的技术加以测量。

(3) 灵敏度和精度

偏离准直经纬仪形成平面的偏差，当距离为5米时，可测准到0.02毫米量级，化成角量大约是1秒的水平。影响这个误差的因素是：瞄准望远镜因素；水平轴的振动；垂直轴的取向；方位调整中自准直或自反射误差；平面反射镜的调整误差等。按公认的第一流计量仪器的精度，以上因素中每项将导致约1秒的误差，而所有最大误差以相同符号叠加的可能性极小。在高精度要求的地方，应采用统计方法来确定可能出现的误差（见第七节）。

第三节 自动和光电准直仪器

一 自动准直的原理

要想搞清自动计量仪器的特征，明确测量的特点和有关测量中所用到的光的性质是很重要的。本节将讨论下述仪器：自动自准直仪、自动准直望远镜、自动回转自准直仪、自动偏振计和自动光学测距仪以及光学探针。这里特意把基于光的相干性质的仪器除外，不准备去讨论诸如迈克尔逊干涉仪、泰曼-格林干涉仪等常用干涉仪，而仅对用于测长和准直的干涉装置作点概述。这些干涉仪将在第五节讨论。

如上述可知，自准直仪，准直望远镜和回转自准直仪等均是成象仪器。在这类仪器中，分划板和它的自准象之间的精密重叠误差常以角量计，而且可以通过装在被观测物上的反射元件已知的不准直量来校正。这类仪器基于光的直线传播原理，应用了“反射元件转动一个角度，它相应的反射象将转动二倍该角”这一著名的关系。为了在合理孔径下获得良好的象质，仪器的设计也需要考虑光的波长。

偏振计以角量测量偏振光线相对通过检偏镜的最小透过方向的偏离。这个偏离也可以借助绕瞄准线旋转偏振光源来校正，当然这个偏振光源也是装在被观测物上的。一般而言，起偏元件是准平行透射光路中最后的元件，而检偏元件则是接收器的第一个元件。偏振计的测量基本上与象的质量和光的直线传播无关，而仅仅取决于光的偏振性质。

光学测距仪用来测量到一反射镜的距离，这是通过测出光线来回于仪器与反射镜之间所花的时间来实现的。因此原则上讲，它与已知的光速有关。在某些情况下，例如在光电测距仪中，是根据仪器和反射镜间各调制频率光波的波长值来确定被测距离的。但测距方程仍然是与光速有关的。

各种光学探针适用于对靠近仪器的物体测量其距离的微小变化。其原理均基于光线以大角度在物体表面聚焦的会聚性质，从而也与光的直线传播及光的波长有关。

手动和自动准直仪器最重要的区别是自动准直仪器能够提供一个电信号来显示其不准直量的大小。要实现自动准直测量，主要应能做到这样两条：

①对一个需要准直的远物，自动光学准直仪器必须能够测出其准直状态。要实现这一点，通常在物体和仪器之间有光码传输。若该物体的某一部分以某种不准直的大小和方向限制了传输光线，那末分析接收到的光线就能检出一个光误差信号，最后通过探测器将光误差信号变成电信号，並进行适当的放大和处理。

②该仪器必须能够探测某些极微小的不准直量。这样，与这些极微小的不准直量相应

的信号必须在仪器和环境的所有噪声都存在的情况下仍然是可探测的。

为了提供讨论自动准直仪器基本操作的实用素材，将对自动自准直仪作较为详细的简述。在此基础上，只对其他仪器作次要的介绍。

(1) 误差信号的形成

光码、传输和解码

任何一个自动准直仪器最重要的特点是，它发出的光如何编码才能使得需要的准直测量成为可能。(在这儿，码应设计成空间或时间信息、并隐含在仪器发出的光线中，而这光线又将受到被观测的准直元件的作用和限制。) 对于各种准直情况常用的模式是一个准直仪器上既包含发射元件又包含接收元件，而且它们共有装在被观测物体上的具有一定孔径的光学反射元件。至于被测物体，则会以各种不准直的关系限制入射光线的信息，然后将光线反射回准直仪器。

自动自准直仪测量物体绕垂直于瞄准线轴线的旋转。它的基本操作是：(参见图 23-15 及图 23-16)。

①通过物镜使得从照明分划(或读数棱镜)来的光线成为平行光，并将平行光线投向装在物体上的平面反射镜。

②通过平面反射镜将光线反射回自准直仪。

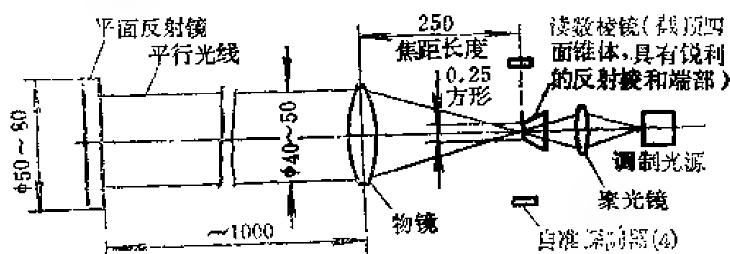


图 23-15　双轴自准直仪的原理装置和典型尺寸

③自准直，或在分划板上形成分划的反射象。

④通过测量从读数棱镜每一个面反射的光通量大小，从而测出分划和它的反射象之间的横向位移。象的位移 Δr、平面反射镜的倾斜 $\Delta\theta$，和物镜焦距 f' 之间的关系是

$$\Delta r = 2f'\Delta\theta$$

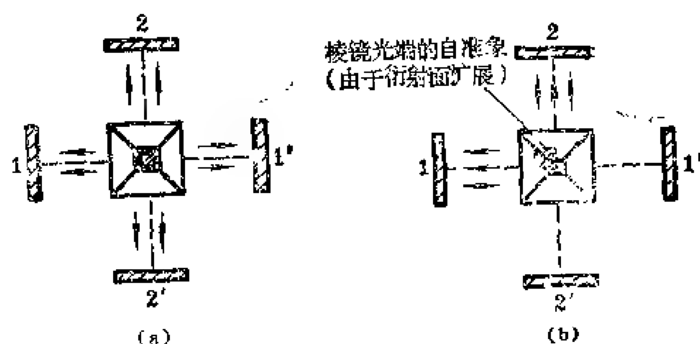


图 23-16　双轴自动自准直仪信号的形成

(a)零位：由于衍射和象差，对所有探测器的光能总是平衡的
(b)双轴误差出现：反射到探测器 1 和 2 的光能形成电信号。

这一公式与公式23-3所表明手动自准直仪的相同。因此，使用物镜焦距为 250 毫米的自动自准直仪，测定 5 微弧度(即 1 秒)的平面反射镜倾斜意味着必须探测 2.5 微米的横向象位移。这个探测灵敏度是十分容易达到的。自动自准直仪的一个明显优点是：与已知倾斜角相应的象的位移不取决于操作距离。

要使自动自准直仪有良好的性能，应考虑如何最有效地配置光源、分划板和探测器(它相当于自动分划板)。解决这一问题的许多方案可以从现行各种民用和军用自准直仪中看到。

由于眼睛具有在视场内分辨细节的能力，眼睛很容易探测出简单线状分划的位移，所以常用来作为目视自动自准直仪的位移探测器。自动自准直仪中最希望采用的探测器是简单的、高灵敏度的、简单型的非成象探测器。如果能造成接收光线位置的变化，这类探测器也能探测出象的位移。因此，自动分划板必须在自准象位移出现的时候，产生这样一个能量的

变化。正如在图 23-15 和图 23-16 所示的那样，自准象的横向位移将造成射到相反方向探测器上的光能不平衡，它们所产生的信号的差异将表明位移的大小和方向。

这种结构实现了一个自动自准直仪的自动分划所需要的全部功能。传输光线的码是由棱镜尖端精密确定的光能空间分布；光的传输是经过物镜投射平行光线完成；通过入射光线与固定在被观测物体上的平面反射镜的相互作用，导致反射光线的偏斜，从而造成自准象的位移。该位移象通过读数棱镜分解，把射入尖端外部的光线向四面分开，並射到探测器上，从而探测出位移。最后，位移的方向是靠探测器输出的极性来指示的。

其他类型的自动准直仪器，信号的形成和处理是与该自动自准直仪基本类似的。

分划照明

因为自动光学准直仪器中利用的辐射是光辐射，所以它的辐射源是简单的光源。除了考虑光辐射的发射能量以外，准直仪器的光源还需要兼顾其他因素，如：长的寿命，好的耐冲击性和抗震性、低损耗和调制性能等。

在自动准直仪器中，钨丝灯是最普通的光源。但汞灯、发光放电管和复合辐射管也有应用。光源的重要辐射特性是：照明面积的大小和均匀性；发光的方向均匀性和瞬时均匀性；良好的发光效率和高亮度。

为便于操作，大多数准直仪器需要有小而明亮的被照明的分划图样。这时，光源通常用一个聚光镜直接成象在分划板上。这个聚光镜应足够大，以保证从分划板来的光线充满仪器的物镜。

对于性能取决于良好象质的仪器，偏差的读数均要利用被照明图样的某种棱边，因此，被照明图样以及物镜孔径都力求照明均匀，以免象质下降。

在辐射测量分析中，感兴趣的因素是灯泡的光亮度 N。它以每单位立体角每平方厘米内的瓦特数计，是它给出了在每单位发射面积上以单位立体角辐射的光通量。因为灯泡的辐射特性和探测器的灵敏度都随波长而变化，所以为了测定光源-探测器组合系统的光化灵敏度，必须了解光源和探测器的光谱特性。

在大多数应用中，光亮度 N 大约从普通钨丝灯的 30 瓦特/(厘米^2·球面度)到小型高压氙灯的 300 瓦特/(厘米^2·球面度)范围内变化。对同样的光源来说，在典型探测器光谱带宽以内的有效光化光亮度大约是 1 到 1000 瓦特/(厘米^2·球面度)。光发射真空管的光亮度比常用光源低得多。

发射光的调制

我们已讨论过的自动自准直仪，到目前为止介绍的都是直流型仪器。这类仪器，由于反射镜转动而造成的反射象的变化对探测器而言将变换成一个直流的电信号，为了产生足够幅度的输出信号，再根据需要将此电信号放大。虽然这种办法行得通，而且已经用于一些老的仪器中，但这种直流电路存在两个问题。

①大多数的工作环境，背景就是一种能进入自准直仪的“直流光”。如果没有别的什么影响，它将产生一个降低误差分辨率的背景信号。更为常见的是，由于直流电路的零点漂移，这个信号电平是易变的，有的甚至是脉动的，这样就会产生错误的输出信号。

②固态探测器显示出内部噪声，这种噪声在低频部分不断增长，在零频有极大值。

解决环境光和探测器的直流噪声问题，可以用一个方便的载频来调制传输光。这个载频应很好地与其它频率和它们的谐波分离。在这种情况下，被探测到的信号是一个典型的通

过适当滤波的交流放大信号，然后同步解调成直流信号。在这儿可以使用一个很窄的窄带滤波器。因为这个最后的窄带滤波器能有效地消除这个窄带带宽以外的所有交直流噪声，而仅仅让处于这个带宽以内的交流载频通过。这一措施将使自动自准直仪的误差分辨率大大改善，並使仪器根本不受环境光的影响。

调制的方法有许多种形式，包括直接光源调制、电光调制、机械斩波等等。这些方法各有其优缺点，在自动准直仪器中倾向于使用直接调制光发射真空管和非运动的电光调制器。

由于同样的原因，所有其他自动准直仪器也能从传输光的调制中得到好处。所以在大多数仪器中，调制是仪器原理的一个基本部分。

在自动光学探针中，为了发现多个透镜孔径所成象的轮廓，调制也是需要的。在自动准直偏振计中，调制用于扫描一个偏振平面，並穿过一个比起偏器最小透过范围大的角度。在自动光学测距仪中，把发射光分成反映时间间隔的光脉冲也是十分必要的。因此，对所有高性能的自动准直仪器而言，光信号的调制都是一个基本的环节。

探测器

光电探测器常用于将光信号转化成电信号。我们已经说明，当反射镜出现不准直情况时，自动自准直仪如何给出一个光误差信号。当这个误差信号的光电转换中，有五个重要的探测器特征参数，这就是：光谱响应，量子效率，时间常数，固有噪声水平和增益。

光谱响应指的是使探测器产生响应的光波长范围。量子效率是光信号中每一入射光子所产生的最初光电子数目的一种量度。因为探测器的光谱响应不常有苛刻的规定和限制，而量子效率通常随波长可变，所以常常用光谱灵敏曲线从图形上将这两个特征参数表示在一起。

探测器的时间常数有时是重要的。因为，大多数探测器在 1000 赫兹带宽有足够快的响应。除了自动光学测距仪以外，大多数准直仪器所通常要求的带宽都比这个小得多。

探测器的固有噪声，通常用给定被测带宽的入射辐射的等效瓦特表示。它决定了在给定条件下，可能探测的最低光信号。最后探测器增益表明了在给定输入光信号情况下，探测器输出信号的大小。

当探测器具有单位量子效率且不带放大时，对550毫微米的波长，1瓦特光通量将产生大约 0.5 安培的电流。

所有探测器当中，对波长范围 0.5 到 1 微米敏感的探测器常用于准直仪器。其中最常用的两个是光电倍增管和硅光二极管。光电倍增管借助高的内放大可以产生比硅光二极管高得多的增益，较低的噪声和较宽的频率响应。但是它的体积大，需要稳定地供给高压，增益可变，易于老化。硅光二极管体积极小，使用方便，有足够的增益和光谱响应，噪声低，对大多数应用而言频率响应好，而且需要供给的能量不大。它对温度敏感，但这个倾向借助适当的输出电路设计可以大大地减小。它的低输出信号电平偶尔可以迫使一个精致的低噪声前置放大器避免降低信噪比。

因为各种准直仪器典型的光信号水平不低于 10^{-11} 瓦特/微弧度。这样，硅光二极管的噪声达 10^{-12} 瓦特或更小通常能满足各种情况的需要。只是自动光学测距仪除外，它需要有极快的响应。实际上，许多实验室准直仪器仍然用光电倍增管，其原因是由于传统的习惯；部分原因是光电倍增管比较便宜，而且可以借助高压调整方便地改变其增益；还有部分原因是因为光电倍增管能抗许多仪器设计中造成的低倍光学干扰。特别是那些使用分光镜或在外光路中有极高衰减的仪器设计。尽管如此，多年来军用光学准直仪仍用固态探测器，而

且有在所有仪器中采用它的趋势。

电子线路　在第二十一章中对各种光电探测作了详细论述。

虽然大多数自动准直仪器有用于光调制和探测信号处理的电子线路，但这些电子线路通常不会对仪器性能产生决定性的影响。这是由于仪器探测器输出中必定存在着相当高功率的信号电平，也就是说，不论是光电倍增管还是大多数良好的固态探测器的内输出噪声电平都会超过良好匹配的低噪声前置放大器输入中的约翰森电平。所以，只要前置放大器的噪声低于探测器的内噪声，则电子线路就不会降低仪器的性能（见图 23-17）。

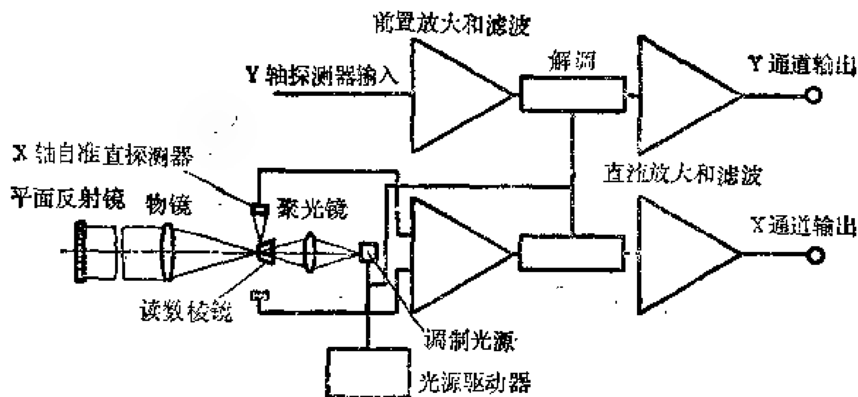


图 23-17 双轴自动自准直仪原理图

电子信号处理的原理功能是放大，阻抗变换，滤波和外差作用。放大和阻抗变换是使探测器输出信号达到一定的量级，并使阻抗适合于正常的显示和记录装置。

Y轴垂直于纸面，Y轴探测器未画出。

外差和滤波是为了舍弃无关的噪声，这正如在发射光的调制中所讨论的那样。为了使得对外部直流和交流光的灵敏度降到最小，并足够好地避免大多数低频探测器噪声。准直仪器发射的光最好调制成单一频率，这样其他频率的功率及其谐波可以撇开不论。为了减小光电噪声及大气对信号脉动的影响，应采用窄带滤波。而外差作用用于将调制频率转换成标准频率或直流。需要窄带滤波，通常是要求转换成直流的情况。由于不准直量的方向信息一般用交流信号的位相给出，所以，保持这个作为直流极性的方向信息要求对该交流信号同步解调。

这些线路处理过程是简单的，并可以用许多方法实现。一般而言，由于电子噪声而限制准直仪器的性能，这一点在技术上并不成立。造成仪器性能上的限制一般是出于降低仪器成本的经济考虑。否则，就是一种不合理的设计。

（2）精度

任何准直仪器的精度性能很自然地分成短期性能和长期性能。短期性能是指所谓的误差分辨率或探测灵敏度；长期性能通常称为稳定性。这两者之间的界线并非很明显，而且受到各种注意情况和因素的左右。为了区分它们，常采用一个为探测器时间常数一千倍的周期，在这个周期以内的实际偏差属于仪器的探测灵敏度，超过这个周期的偏差属于稳定性。

一台仪器的探测灵敏度和稳定性主要应当用实验来验证。为了给出一个精度说明，在此，我们先讨论一下设计仪器时应综合考虑的一些因素。欲得到已知的和不变的探测灵敏度，设计时应综合考虑以下各点：①进行辐射度的分析，以确定仪器的灵敏度；②分析或估计噪声，以进行比较；③调整设计参数，以保证在要求的探测灵敏度量级上有足够的信噪比。欲保证仪器的稳定性，设计时应综合考虑：①光电分析，以确定杂散光；②特征参数的光电平衡；③光学机械分析，以确定尺寸和预计热扰动造成的光学性能变化；④调整设计参数，使得长期性能的变化可以被接受。

辐射度分析

当已经了解自动自准直仪的结构、基本操作及其探测灵敏度之后，则可以对自动自准直仪的性能进行定量的探讨。当然要达到真正定量还需计算光信号电平和限制探测灵敏度的噪声电平。通常把这一过程称为辐射度分析。

在辐射度分析中，应当理解：大多数准直仪器的探测灵敏度受到限制，并不是由于可以精确计算的基本噪声因素；而是由于外来的、常常不可能计算的噪声源。这包括：杂散光，背景光，中间介质（通常是大气）的有关变化和上述原理限制的探测器及电子线路的噪声电平。因此，辐射度分析不需要、在许多情况下也不可能特别精确；常常只有大小的量级概念就够了。

一个典型的自动自准直仪的原理装置及主要尺寸示于图 23-15 。它的基本操作是通过物反射镜倾斜造成照明分划反射象的横向移动，从而读出其位移值。图 23-18 以方框图的形式说明了辐射度分析的过程，大致包括下述步骤。

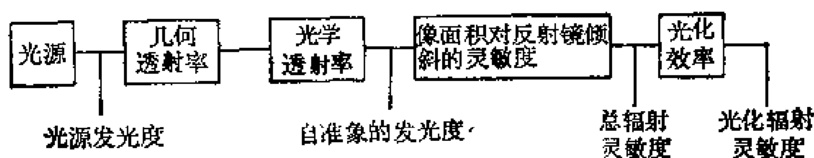


图 23-18 自动自准直仪辐射度分析程序

①光源的选择和其光亮度的测定。光亮度在被照明分划板上以每单位平方厘米每单位立体角内的瓦特数计。

②光学系统几何透射率的计算。在物镜和准直反射镜所张的立体角内，其增益≪1 。

③从滤光镜、分光镜以及光路中测定光学系统的透射率，包含玻璃反射和折射表面的损失，其增益<1。

④当反射镜倾斜 1 秒时，以平方厘米计算被照明的象扫过的面积。

⑤重复步骤①到④，以获得自动自准直仪总的辐射灵敏度，以单位微弧度内的瓦特数计。

⑥测定光源光化效率。包含灯泡的光谱光亮度和探测器的光谱灵敏度的综合结果，其增益<1。步骤②到④可以确定自动自准直仪的固有性能，但是适当选择光源和探测器可能改变自动自准直仪的辐射灵敏度。

将这个步骤用于一台典型的自动自准直仪。该自动自准直仪孔径为 50 毫米，带有低压钨丝灯泡，设计工作距离是 5 米或更小。我们求得，它的总辐射灵敏度大约是 10^{-6} 瓦特/微弧度。而带有硅光二极管和光电倍增管的自准直仪的光化辐射灵敏度分别大约是 10^{-7} 瓦特/微弧度和 10^{-9} 瓦特/微弧度。如果自准反射镜能用已知的微倾角度给出，那末光化辐射

灵敏度就可以直接在自动自准直仪的探测器输出进行测量。对于一个辐射灵敏度大约为0.5安培/瓦特的硅光二极管，上述自动自准直仪的测量灵敏度大约是50毫微安/微弧度。

噪声

一台仪器的辐射灵敏度仅仅向我们表明了它的部分性能。对具有足够电增益的仪器而言，一个给定的、无噪声的辐射信号电平能够转换成任何大小的电输出信号。但是，由于噪声的存在，这一点的实现通常要受到限制，而且，这种噪声以常值伴随着信号，将妨碍低于噪声阈的不准直量的探测。

在使用的准直仪器中，噪声源有两个基本的分类：有些与仪器有关；有些与环境有关。仪器噪声源大致有：辐射度信号中的光噪声，内部杂散光的光噪声，辐射光通量导致电流的光电噪声，调制透射光的内反射所产生的调制噪声，探测器噪声，电子放大器噪声等等。在一定的操作条件下，这些噪声源的特征是有固定的大小。也就是说，在仅仅有仪器噪声源的情况下，一台仪器可能有一定的探测灵敏度。探测灵敏度通常定义为在仪器所选定的积分时间内，信号电平等于噪声电平所对应的不准直量。

环境噪声源包括：背景光和周围介质对信号变化的任何影响。背景光如果是不变的，仅仅引入光噪声；但该仪器观察的电平如果是脉动的话，那末背景光则可能是一个大噪声源。周围介质对观察信号变化的影响是大气的微光。这个因素既造成象质的降低，又引起象的移动，从而使得准直仪器的探测灵敏度下降。因为这些仪器的性能取决于象的质量和位置。

环境噪声源对偏振仪器基本上没有影响，但是仪器却受到大气和地球磁场之间可变的偏振旋转作用的影响。关于准直介质对信号变化的影响，可以说这个影响与仪器本身无关。不管各种自动自准直仪的辐射灵敏度和固有的探测灵敏度如何，比如说，当大气造成10微弧度的象移时，所有的自准直仪的探测灵敏度将降低到这个水平。实际大气扰动的大小约为1000—1微弧度，对实验室使用的空间短距离的自动自准直仪，其探测灵敏度允许到10^{-2}微弧度。而在恶劣的室外条件下，探测灵敏度只能达到10微弧度或者更坏。

带有硅光二极管探测器的自动自准直仪，其光化灵敏度为10^{-7}瓦特/微弧度。最基本的噪声源是自准象以零位落入探测器时自准象衍射部分的光脉动，其大小约为10^{-13}瓦特。一台有这样大噪声源的自动自准直仪将有10^{-13}瓦特/(10^{-7}瓦特/微弧度) = 10^{-6}微弧度的探测灵敏度。内部杂散光或外部背景光都可能造成比衍射大的噪声源，只是这些噪声源通常是可以人为控制加以减小的。而衍射是一定仪器孔径所固有的，人为无法减小。

硅光二极管的固有噪声电平低于10^{-12}瓦特，因此它使自动自准直仪的探测灵敏度限制在10^{-5}微弧度量级。

这个探测器限制的极好的探测灵敏度已经超过目前可测量的最小角度，而且比通常应用中需要探测的角度小得多。当然，即使电子线路噪声不使这个探测灵敏度变坏，而内部杂散光、调制光和大气闪烁实际上使得这个探测灵敏度量级难以成功，甚至不可能达到。

自动自准直仪探测灵敏度的最好报导大约是10^{-2}微弧度，而这还是从一个自准反射镜离开仪器大约20毫米的特殊情况下获得的。由于工作距离如此之短，而且通过光路的空气被屏蔽，故大气闪烁是受限的噪声源，甚至可以完全忽略不计了。

这一点表明，自动自准直仪的性能不象是受到大气噪声的限制，而极大可能是受到诸如衍射、探测器和电子线路噪声的限制。一个不好的仪器设计，杂散光或电子线路噪声可能比大气噪声还要大。一个极亮的背景也可能造成比大气闪烁大的噪声。

以上分析表明，硅光二极管和光电倍增管，如果使用得当，将不会限制自动自准直仪的性能，适宜各种应用。在某些情况下，大气噪声不会限制仪器的性能，这时，有理由使用尽可能亮的光源。因为自动自准直仪的信号与灯泡的光亮度呈正比；而杂光及衍射产生的噪声只与光亮度的平方根呈正比，背景光噪声则可认为是固定不变的。所以，如果背景噪声较大，杂光噪声虽大，但能得到改善，那末自动自准直仪的信噪比和探测灵敏度将随灯泡的光亮度的平方根而改善。一般而言，当光信号大到足以将所有其他噪声源的探测灵敏度限制减小到大气扰动的影响以下时，各种准直情况下都会有实际的性能限制。

稳定性

准直仪器的稳定性定义为：长时间内，当仪器座和检测光学元件之间没有位置变化时，仪器的零读数变化或零位变化。稳定性是涉及两类主要扰动源的课题，这两类扰动源是：电光扰动源和光机扰动源。电光不稳定性由对偶元件，例如：两个光源或两个探测器的平衡变化引起；也可以由落入两探测器的杂光或背景光的平衡变化而引起了平衡破坏最终形成一个非零的信号。相对平衡状态时的零信号而言，这就是由于稳定性造成的误差信号。如果要消除这个信号，恢复零输出，需要造成一个反符号的真误差信号。即需要检测光学元件产生不准直量来消除这个非零误差信号，这个不准直量就是电光零位变化的大小。

常常因为内部杂散光，使得准直仪器的准直偏离了理想零位某一量时才示零。这种现象叫做零位失调。也可以把它看成是一种示值误差信号。如果没有进一步平衡的建立，仪器在操作条件变化时，将造成敏感的零位变化。假定零位失调有一固定值，显然它只取决于内部杂散光，而不取决外部条件。但是为了消除这个失调，还是需要外准直光路有一不准直量。

通常，在没有杂散光或背景光时，两个不平衡的探测器可能在准直条件变化的情况下产生零值输出。这一点与检测光学元件的光学质量、离焦程度、以及仪器是否整孔径被使用有关。所以，这时零位变化的根源是成象质量的下降，这个成象质量的下降或是检测光学元件的质量较差；或是离焦过大，或是由于仪器的全孔径没被利用而引起衍射加重所造成的。这个质量较差的象把光线分配给探测器，从而造成很大的不平衡信号。为了消除它，就相应需要一个较大的不准直量或零位变化。

通过仪器设计来避免过于灵敏的电光零位变化有许多办法。例如，在一台自动自准直仪中只用单个光源和单个探测器就几乎完全消除了电光零位变化。只是此办法使自动自准直仪的设计变得复杂了，因为它需要借助于斩波器或电光调制器以获得直接的误差信息。但是，即使使用对偶元件，只要仪器设计得适当，一样也能达到极高程度的电光零位稳定性。

光机不稳定性通常由于内部或外部的温度变化造成。这个温度变化将影响机械或光学零件的尺寸和折射光学元件的光学性质，从而造成零件的位移和相对仪器定位表面的光学偏折，进而引起零位变化。

达到最好光机稳定性的通常途径是：使内部热源尽可能小；用那些膨胀系数低而且相互匹配的高稳定性材料；让光学设计给予较松的准直容限；注意运动元件的装配；设计尽可能对称等等。一般，折射系统的仪器不如反射系统的仪器那样稳定。这是因为，折射系统的玻璃材料具有高而彼此不同的膨胀系数，并且不能与光电元件常用的金属材料匹配，相反，反射系统的关键元件均可以用膨胀系数低于10×10^{-9}毫米/℃的光学材料制造。但是，反射镜也有缺点，通常会造成中心孔径的遮挡，这是许多应用中不希望出现的，所以在复杂的仪器中使用反射系统并不多。只是要求特别高稳定性的系统才常常使用它。这种极好的光机稳定

性系统是适当的，只是价格昂贵而已。

稳定性测量要可靠地小于1微弧度是困难的。准直仪器的稳定性通常在1—10微弧度之间。因此，使用准直仪器应当注意，如果认为稳定度有必要低于这个水平，就必须采取保证达到所需稳定度的步骤。

（3）测量装置

大多数自动准直仪器固有的辐射度线性性质比满分划值的 $\frac{1}{100}$ 要坏，而且需要认真地平衡和校正才能达到这个值。如果希望测量更精确的准直变化，则必须选用更为复杂的自动分划，再加上一个普通的手动或自动测量装置。典型的情况是，由测量装置操作准直仪器指零。参考基准的偏离可以通过自动分划板的运动来实现，也可以通过某一光学元件的运动来实现。只要求这种运动以某种方式精确地改变分划板与物镜间的光学关系。一般，准直量的变化被指示在度盘或仪表上，也可以以电量的形式，通过一个模拟或数字输出信号来表示。

（4）双轴操作

常常有必要用自动自准直仪实时测量反射镜绕两个轴的倾斜偏差。因此，许多自准直仪都具有双轴自动分划和两个测量装置这样的双轴测量结构。一种双轴自动自准直仪的自动分划结构如图 22-16 所示。

两对相互垂直的探测器相对反射镜在任何方向的倾斜都灵敏。用该探测器组成的测量装置可以测量出这类倾斜造成的偏差，它是由相对两轴的倾斜成分组合而得的。

除了自动自准直仪和自动准直望远镜以外，其他准直仪器常常只能测量物体单一方向的不准直。这时，双轴操作对它们不适用。

（5）性能估计

每当即将购买一台仪器时，常常希望看看仪器，或者借一台类似的仪器用用，以便熟悉和试验仪器的性能。在这样一个试用期内，仪器性能的好坏往往会影响用户的购买决定；仪器性能是否符合实际需要又常常决定着用户是否对仪器真正满意。

有几个容易实现的试验可用来测量仪器最为关键的性能。大多数情况下，最重要的仪器特性是误差分辨率。如果拿自动自准直仪为例，误差分辨率可按下述步骤测量。

①调整自动自准直反射镜，使自动自准直仪产生一个零输出。

②调整仪器增益，使得零噪声输出总幅度可分辨读出。例如，可让它等于仪表盘上的最小刻度。（这一点在带有校正增益装置的仪器上通过调整增益可以精确做到，其目的是根据噪声的大小尽可能获得较大的读数，实际偏差可借助适当的比例因子缩小，以提高测量的准确度。）

③调整反射镜使仪器产生满量程输出，并以微弧度计测出反射镜倾斜的角度。

④误差分辨率可由下式给出

$$误差分辨率 = 2^{-\frac{3}{2}}\frac{反射镜的倾斜}{仪表刻度}（微弧度）$$

测量应进行多次，上述误差分辨率应以均方根值给出。

被测量的第二个特性是内噪声。为测出这个特性，应该取如下步骤：

①调整反射镜使之产生零输出。

②调整仪器增益并使零噪声获得适当读数，例如满量程的10%。

③阻挡光线射入反射镜，或移走反射镜，并记录仪表输出。如果噪声量级减小则表明仪器的性能正常。因为对良好设计的自动自准直仪，大气闪烁是最大的噪声源，移走反射镜相当消除了这个噪声源。如果移走反射镜后输出是常值或者反而增加，则表明有大的内噪声；如果输出噪声不是以零位为中心变化，则表明有大的不平衡内噪声，肯定有可变的零位变化源存在。这些说明仪器的性能反常。

④关掉自准直仪光源，并记录仪表输出。这一步是测量比零噪声低得多的探测器噪声和电噪声。它可以表明内噪声和不平衡是否是由于内部杂散光或探测仪器以及电子线路而引起的。

在反射镜尺寸足够大和正常操作条件下，若仪器的内噪声或零位变化等于零噪声，或者大于零噪声，比如说大于零噪声的10%，那末仪器的测值就是不可靠的。而有些情况是因为反射镜尺寸小或者光学损失过大导致外部增益大大减小。这时，内噪声将妨碍精确地测量。

另一个试验是测量仪器发出平行光的平行度和仪器的光学性能。其步骤是：

①调整已知面形误差的高质量反射镜，使自准直仪输出为零。并调整仪器增益，使零噪声有满量程且中部指零的读数。

②在反射镜孔径中央装一个大约为四分之一直径的不透明圆罩，并记录仪表读数。

③在引入一个已知的反射镜角位移之后，记录仪表输出，以测定中央带罩反射镜自准直仪的灵敏度。

④随着自准直仪置零后，移动该罩到反射镜孔径的其他位置，并记录仪表读数。如果仪器性能正常，则在步骤②④中应没有偏离中心的零位变化；若有零位变化，则表明这个自动自准直仪是离焦的，或者物镜质量低劣，自动自准直仪内部光学系统象差校正较差，从而使得进入孔径不同部位的光线导致信号的变化。

还有一个评判试验是零位稳定性试验。大致步骤如下：

①稳定安装自动自准直仪及其反射镜。通常把它们装在稳定而又笨重的平板表面上，并在稳定的环境下将仪表输出调整到零。

②在一个长时间范围内观察并记录仪表读数。如果仪器性能正常，将不会出现任何偏离零位的信号变化。

外界影响因素对仪器的敏感性也可以按上述步骤不同程度地测试出。例如，可以测出外部光的强弱和频率的影响；可以测出电网电压波动的影响；也可以测出温度的影响等等。

最后，对自准直仪的测量范围、增益的线性性可以依下述步骤迅速地检验。

①将带有可调整反射镜的自准直仪对零。

②在自准直仪灵敏度范围内，调整反射镜，使仪器输出偏离零位适当读数，并记录之。显然，线性范围应当大到足以包含测量范围，而且线性性应当保证仪器以满意的精度示出偏离零位的较大角度值。

静态仪器的频率响应可以试验如下：

①调整自准直仪反射镜，使之离开零位适当角度。

②在每一个角度，用可调速马达驱动一个半圆形斩波器，以便在感兴趣的频率范围内调制。将该斩波器放入自准直仪光路，并以适当速度转动斩波器，再用高速记录仪记录相应的自准直仪输出。

这些试验测量了自动自准直仪性能中所有重要的参数。其他自动准直仪器的类似试验也与此相近。所以它们相应的试验可以参照上述内容设计，必要的步骤也不难引伸得出。

二、自动自准直仪

（1）基本原理

自动自准直仪测量一个远物绕垂直于瞄准线的轴线的倾斜。正如第二节自准直仪中所讨论的一样，一块平面反射镜是可以用于两轴自准直仪仅有的自准直元件。在单轴准直的情况下，常常用屋脊反射镜代替平面反射镜。这时，屋脊反射镜的屋脊线垂直于我们需要准直的那个轴。这一点为自准直仪在含有准直轴的平面内定位提供了条件。但是，随着自准直仪进一步偏离准直轴的垂线，屋脊反射镜的屋脊线垂直该准直轴的精度应该提高，才能避免等于两个不准直角度乘积的交叉耦合误差。屋脊反射镜可以是一个棱镜，也可以由两个平面反射镜构成。最高的反射率可以从棱镜的全反射得到。只是绕屋脊线的视场角较小，因为对屋脊表面名义以 45° 入射，已经接近玻璃材料的典型临界角了。

（2）操作

应用自动自准直仪，常常有一些要求。我们首先研究在通常条件下可能达到的要求，接着再讨论那些在非通常条件下的一些要求。

自动自准直仪在通常条件下的应用，大致有这样一些要求：

①在不超过 10 米的距离内操作。

②在没有流动空气的空间操作。

③自动自准直仪的孔径大致为 50 毫米左右。

④自准直反射镜的反射率要高，孔径至少与自准直仪孔径一样大。

⑤光路中没有插入遮挡物。

⑥环境温度变化相当小。

⑦环境没有明显的杂光干扰。

⑧环境没有明显的振动，系统的稳定性好。

⑨应有大约从 0.1 到 1 微弧度的极限分辨误差。

⑩操作的周期应小于 24 小时。

⑪信号带宽小于 10 赫兹。

⑫从 1 到 10 毫弧度的目标显示范围。

⑬测量精度应为满量程的 1% 到 0.1%。

在这些条件满足的情况下，限制仪器性能的因素是大气闪烁。受限的分辨误差可能会小到 10^{-2} 微弧度；也可能会大到 10 微弧度。到底是多少取决于大气的温度变化、空气的运动状况、光路长度、光路是否被屏蔽以及信号的带宽等因素。一般而言，使误差分辨率处于 1 到 10^{-1} 微弧度之间並不太困难。当然，自动自准直仪本身应该具有这样的分辨能力。

自动自准直仪在非通常条件下的要求一般是：

①远距离操作。

②目标显示范围大。

③平面反射镜有较大的横向平移。

④在真空环境中操作。

⑤高稳定性。

⑥快速的响应。

⑦多反射镜监控。

当利用小角值自动分划板並适当增加自准直仪孔径时，就可能会碰到①至③这样的要求。在优于 10^{-4} 毛的真空下，如果自动自准直仪没有运动部件因润滑失效；或者没有电子部件因电晕打弧，那末操作自动自准直仪亦是可行的。高真空条件下，热变化的对流减小，适当的导热通路是必要的，以便从自动自准直仪散出热量。具有折射物镜的自动自准直仪在真空中使用，则必须重新调焦。

在长时间操作和温度变化的条件下，高稳定性通常是这种条件下使用的自动自准直仪的重要要求。这时，光源的发热将会引起自动自准直仪零部件的绝对膨胀，从而使组合物镜的各光学透镜的同心度变化；光源的输出也将变化，而且探测器增益也发生变化。所以，高稳定性的自动自准直仪应当利用低膨胀的光学材料制造反射式物镜，而且要设法安装在靠近膨胀系数材料制成的基体上，再装上一个长寿命灯泡和温度补偿固态探测器。

自动自准直仪最快的响应均大于 1000 赫兹，通常要求调制频率比希望的响应高得多。因此，带有直流光源和高频调制器的自动自准直仪，或者是直接带有高频调制光源的自动自准直仪比较令人满意。

对多反射镜监控，则要求自动自准直仪在光学上适应多反射镜的特点，並能区分它们的信号。鉴别反射镜信号的一个方法是在这些反射镜处使用一个适当的斩波器，並通过时间分配来实现。另一种办法是在这些反射镜旁使用频谱带通滤波器，並在自动自准直仪中匹配上分色分光镜，用适于每一通道的探测器进行频谱分离。

三、自动准直望远镜

（1）基本原理

自动准直望远镜相当一种移动式的自动自准直仪。它用于测量远物垂直于瞄准线的移动。图 23-19 所示的方法即是实现这类测量的一种。图中，基本上与自准直仪相似的仪器将光线投向安装在物体上的角锥回光反射镜，然后光线被反射回准直望远镜。与自准直仪的区别是：准直望远镜发出的光线不是平行光线，而且对反射回来的光线不是聚焦在分划板上而是在棱镜的前端面，因而对自动准直望远镜的操作产生两点影响。

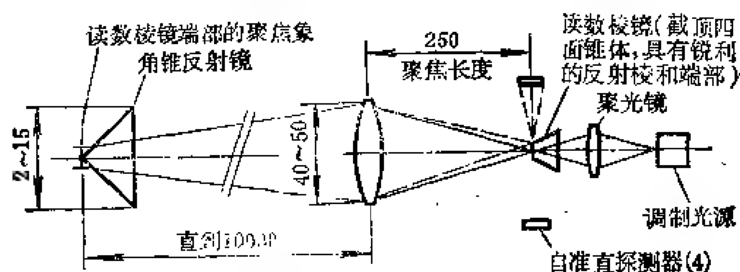


图 23-19　双轴自动准直望远镜原理装置

①棱镜端面的自反射象在该端面平面上形成，而当角锥反射镜与准直望远镜轴线同心时，这个端面象与它本身重合。

②当角锥反射镜离开该望远镜轴线运动时，该端面象就横向移动。

当工作距离为 R，物镜焦距为 f' 时，角锥反射镜位移 $\Delta\rho$ 与象位移 Δr 的关系是

$$\Delta r = \frac{2f'\Delta\rho}{R} \tag{23-5}$$

这与公式（23-3）所表达的自准直仪的相应关系是完全类似的。事实上，如果定义角位移 $\Delta\gamma=\frac{\Delta\rho}{R}$，则有

$$\Delta r = 2f'\Delta\gamma \tag{23-6}$$

这时，形式上也与公式（23-3）一致了。因此，自动准直望远镜的结构可以与自动自准直仪相同；它的位移探测过程也与自准直仪一样；它对角位移的灵敏度也与自准直仪对反射镜倾斜的灵敏度相同；它的信号处理电路也与自准直仪一样（即图 23-17 所示）。

自动准直望远镜独特的一个零件是角锥回光反射镜。回光反射镜是一种能将入射的平行光按它入射的反方向反射的装置。闻名的回光反射镜是猫眼和角锥棱镜。回光反射性质还兼有光路折叠的性质。它将使得偏离中心的光线入射后，将在偏离中心的直径反方向按原入射的反方向出射。而这个中心就是指猫眼的节点或角锥棱镜的顶点。若棱镜端面偏离回光反射镜中心，由于这个性质使得端面的反射象偏心。这就是公式（23-5）和（23-6）所表明的造成上述第②点影响的原因。虽然猫眼和角锥棱镜显示了类同的回光反射性质，但使用得更普遍、更经常的还是角锥棱镜。当然，也可以不用棱镜做成角锥，而用平面镜拼装成角锥空气层，只是这种反射镜装置较为罕见。如果在角锥棱镜的三面镀反射膜，则回光反射镜的角视场限制可以放宽。当角视场较小时，角锥棱镜是作为全反射零件使用的。这时，只要反射面清洁、光洁度好，就具有足够高的反射率。

（2）操作

自动准直望远镜的实际应用比自动自准直仪更有限。这首先是因为，物体的方向倾斜比起它相对一条线的横向位移总是更明显；其次是由于自准直仪比较灵活，在很大距离范围内无须调焦就能使反射镜准直。然而，准直望远镜必须对每一个操作距离重新调焦，这就存在着引入误差的可能性；还有一个原因是，用激光准直系统构成的自动准直望远镜大多数操作时精度都不固定。

一般而言，自动准直望远镜与激光准直仪功能相同。相比较，激光准直仪具有一些自动准直望远镜所不具有的优点；反之，自动准直望远镜的一些特点也是激光准直仪所没有的。例如，自动准直望远镜是单端仪器。也就是说，所有实际的光学和电子功能都在仪器主体这一端实现，仅仅是一个光学零件需要装在物体上；典型的自动准直望远镜的各零部件有比激光器更长的寿命；自动准直望远镜不象激光器那样，存在光束漂移，这个光束漂移是造成准直精度限制的根本原因，最重要的是，从各种类型自动自准直仪汇集起来的功能，自动准直望远镜都很容易实现。因为，只需简单地对附在物体上的角锥反射镜调焦，就可以把任何一台自动自准直仪改作一台自动准直望远镜。所以，当你已经拥有一台适用的自动自准直仪之后，临时改装成一台自动准直望远镜比再购置一台激光准直系统要经济得多。

自动准直望远镜的应用通常也有如同本节自动自准直仪（2）中所述的那些要求，能达到的极限分辨误差也处于 0.1 到 1 微弧度的范围，相当在 1 米距离内分辨 10^{-7} 到 10^{-6} 米。由于它们的操作条件几乎相同，所以对自准直仪和准直望远镜而言，大气闪烁是限制它们性能的共同因素。在恶劣条件下，自动准直望远镜的误差分辨率可以降低到 10 微弧度，甚至

更坏。在理想条件下或在排除了大气闪烁影响的真空中。仪器的误差分辨率可以超过0.1微弧度。

本节一、（3）中关于使用测量机构以获得更好精度的评述，以及（4）中讨论的双轴操作均可以应用到自动准直望远镜中。

对自动准直望远镜，某些非通用条件（如：远距离操作，真空中操作、高稳定性、快速响应等）也类似于自动自准直仪，並且可能在相应的专用设计中碰到。其中有些条件则很适合自动准直望远镜的要求，如：大的视场，以便捕捉目标；大的横向平移，以扩大测量范围；多角锥反射镜监控，以提高效率。

角锥反射镜能在一个较大的入射角度范围内将入射光回光反射到准直望远镜。所以要获得角锥反射镜较大的横向移动范围，只要将准直望远镜简单而有次序地扫描这个范围，以保证最终能照明角锥反射镜就可以了。

角锥反射镜的轴向移动会引起自动准直望远镜的重新调焦。这个重新调焦最好能自动进行，並不允许改变自动准直望远镜的轴线。我们不准备讨论这种自动调焦的细节，但它作为一种技术已经应用在光学探针上，实践证明它是可行的。

多角锥反射镜监控是指沿望远镜瞄准轴监控多个分离的角锥反射镜。当了解自动准直望远镜的操作原理之后，显然，若干个角锥反射镜並不能同时监控，只能让望远镜依次对每一个角锥反射镜调焦，按时间顺序进行观察。这样，为了观察一个角锥反射镜，可能有必要移动处于准直望远镜和这个正在被监控的角锥反射镜之间的所有的角锥反射镜。如果较近的角锥反射镜比较远的角锥反射镜孔径小，而自动准直望远镜的孔径又比角锥反射镜孔径大得多，这时，观察几个被准直的角锥反射镜中的任何一个就无需移动其间的其他角锥反射镜，只是简单地对那个角锥反射镜调焦就行了。使用频谱编码和其他技术也可以分离从几个角锥反射镜返回的信号，正如本节二、（2）中所述。

总之，自动准直望远镜是一种比较罕见的自动准直仪器，它只是在有必要增加准直功能的时候才使用。而且它的作用在许多场合下都可通过自动自准直仪的重新调焦並设观察的角锥反射镜来取代。

四、自动回转自准直仪

（1）基本原理

回转自准直仪测量绕瞄准线旋转的物体，它的原理示于图23-20，通过一个屋脊垂直于瞄准线的自准屋脊反射镜绕瞄准线的旋转，从而造成自准像的旋转。读出这个自准象的旋转量，则可测得反射镜绕瞄准线的转动。其屋脊棱镜旋转 $\Delta\varphi$ 和象旋转 $\Delta\beta$ 之间的关系是

$$\Delta\beta = 2\Delta\varphi \tag{23-7}$$

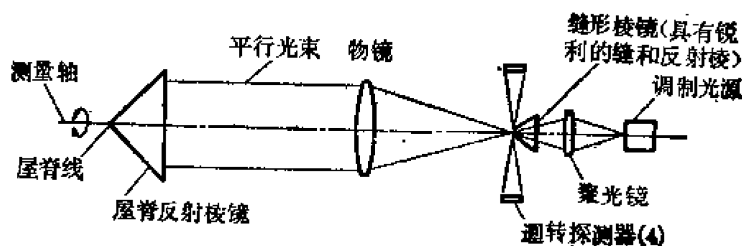


图 23-20　回转自准直仪原理

若自准象的角高度为α，物镜的焦距为f'，则自准象的最大位移Δr是

$$\Delta r = \alpha f' \Delta\beta = 2\alpha f' \Delta\varphi \tag{23-8}$$

这个结果与公式(23—3)所描述的自动自准直仪中自准像的位移多一个因子α，而α的大小通常为10^{-3}到10^{-2}弧度。所以，回转自准直仪的灵敏度比自准直仪要差，况且象的基本运动是绕光轴旋转，故自动回转自准直仪的编码和解码功能比起自动自准直仪或自动准直望远镜更为复杂。

由自动自准直仪改装的最简单的自动回转自准直仪装置（见图23-20）由一个位移读数棱镜和四个自动自准直仪探测器组成。读数棱镜又带有一个其缝平行于屋脊棱镜屋脊线的缝形棱镜，而四个探测器呈对角线地排列成两对探测器，以便光照明时产生正和负的信号（见图23-21）。随着被观测物绕瞄准线旋转，若屋脊棱镜以一倍速度旋转，将造成自准象朝相同方向以两倍速度旋转。

如果从棱镜后面视察，反时针方向旋转屋脊棱镜造成缝象的旋转示于图23-21中。图中的缝象照明了那对反时针探测器。当顺时针旋转时，将会有与此相反的结果。

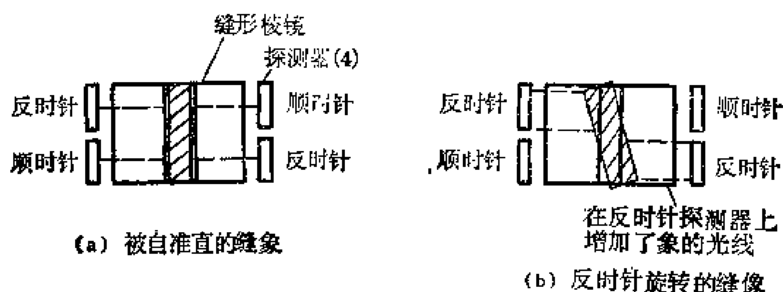


图23-21 回转自准直仪信号的形成
(a)零位； (b)反时针不准直。

因此，用自动回转自准直仪测量绕瞄准线旋转的物体是对自准象的旋转进行读数，而不是对象的平移进行读数，从而要求有比自动自准直仪更为复杂的自动分划板。另外，因为对一个给定物体旋转所产生的象的位移比自动自准直仪小一个$10^{-3}<\alpha<10^{-2}$弧度的因子，所以自动回转自准直仪的灵敏度大为降低，例如，物体旋转5微弧度只造成2.5×10^{-3}到2.5×10^{-2}微米的位移。因此对光电噪声的减小更要给予极大的关注。此外，衍射和大气作用导致象的移动也与自准直仪的量级相同，但是它们等效的角量大小，回转自准直仪要大得多，因为它的灵敏度降低了。总之，自动回转自准直仪可以看作是自动自准直仪直接的变型，它们的功能基于同样的原理思想，不同的只是象运动的特点和原因，以及读数所表示的被观测物在空间位置的变动。

从功能上看，自动回转自准直仪一般应有与自动自准直仪相同的光学和电子部件（见图23-17）。当象旋转时，被调制的自准直缝象就会入射到呈对角线方向排列的两对探测器中的一对上，而这两对探测器是用相反的极性连接的。当缝象准确地平行于缝时（如图23-21、(a)）、探测器的净输出是零，因为衍射和象差的缘故而扩散到探测器上的光线所产生的信号会相互抵消。当屋脊棱镜开始旋转时（如图23-21、(b)），则较强照明的探测器对将产生一个纯交流信号，其幅度正比于屋脊棱镜的旋转，其位相表示旋转的方向。这个信号再经交流放大、滤波、同步解调，直流放大和滤波，从而提供一个与屋脊棱镜旋转成正比的，极性可颠倒的直流输出信号。

而唯有自动回转自准直仪要考虑的因素是：屋脊棱镜和探测器的几何尺寸，应该保证能读出自准直缝象的旋转，同时又保持对非信号光甚至是强的非信号光不致敏感。为了达到良好的性能、应该这样约束自动回转自准直仪与屋脊棱镜之间的关系，即当屋脊顶线平行于回转自准直仪缝时，表现为准直零位。此时，自准缝象正如我们所希望的那样准确地重叠在缝上。而棱镜的微小平移和绕屋脊线的转动都不会对象产生影响。但绕着垂直于屋脊线的轴和瞄准线旋转，则会造成缝象沿缝的运动。若该缝被照明的部分长于探测器的跨度，则这样一个适量的运动也是允许的，不会产生误差。因此，有必要使得回转自准直仪的不准直容限（它在仪器设计时可以控制）与外来的不准直度相协调，以避免误差並保证回转自准直仪仅仅对回转不准直量敏感。

用于自动回转自准直仪的屋脊反射镜，可以用一个棱镜构成，也可以用两个平面反射镜制造，这一点与回转自准直仪相同。

由于光学衍射，电子线路应当处理的信号，除了需要的信息以外，还包括两倍调制频率的信号成分，它通过一个大约 10^{-4} 量级的因子造成大于 1 微弧度的误差信号。同时，还要处理大气闪烁引起的宽带信号，它也具有相类似的量级。从这样多的背景中提取有用的偏差信号需要对交流信号滤波，再同步整流成可颠倒极性的直流信号，再经直流滤波，有时还需要更为复杂的处理技术。

信噪比可以通过在直流滤波中使用长积分时间来改善，但如果需要在相当短的时间内探测不准直度，通常还有一个实际滤波限制装置。

（2）操作

在本节二、（3）中所述的通常条件下，自动回转自准直仪用于测量绕瞄准线旋转的物体。装在物体上的屋脊反射镜相对其他轴应保持较好的调整位置。在这样条件下，仪器不象自动自准直仪那样，误差分辨率被光电噪声限制在 0.1 到 1 微弧度之间。这是由于自动回转自准直仪误差灵敏度低得多而衍射光的程度又与自动自准直仪相同的结果。况且，对于一个给定的象回转量，只有较小的象运动。所以大气闪烁将会造成比自动自准直仪高得多的相对噪声。

在接近真空的空间里，自动回转自准直仪可以达到 1 微弧度甚至更好的误差分辨率，而在大气条件下，大气闪烁通常使误差分辨率降到比 10 微弧度还要坏得多。除非将光路很好地屏蔽，否则得不到更理想的数据。

在某些应用中，可以沿回转准直的弯曲光路包上屏蔽的管道，並合理地开上窗口。由于仪器的性能取决于象的质量，回转自准直仪可以允许这些附加元件存在，只要它们质量良好，不致由于它们本身而引入误差。

自动回转自准直仪是一种少见的准直仪器，仅用于一般准直仪器不易实现的测量。如果在回转测量中要获得自动自准直仪在倾斜测量中那样的精度，则在构成和使用仪器时须格外地小心。

五、自动准直偏振计

（1）基本原理

自动准直偏振计借助读出自准直光线偏振特性的变化来测量物体绕瞄准线的旋转。而这个自准直光线是装在物体上的起偏元件所产生的。由于自准直式的自动准直偏振计解释起来

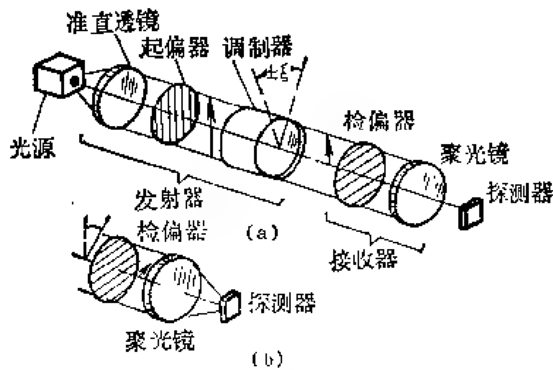


图 23-22　准直偏振计原理图

(a) 准直：当起偏器与检偏器准确正交时，入射光能完全被吸收。(b) 回转偏差存在：入射能量不垂直的成分透过检偏器。

有点复杂，以下我们将采用较为简单的透镜接收式自动准直偏振计来作说明。一个装在被观测物上的起偏发射器包括光源、准直透镜、编码起偏器和起偏调制器组成（见图 23-22）。它发出一束偏振光线到接收器。如果不考虑调制器，当入射光的偏振方向完全与编码起偏器垂直时，检偏器将不通过任何入射光；但随着起偏器偏离垂直方向，它又将有少量光线透过。入射光 I_o、透射光 ΔI 和回转不准直度 $\Delta\theta$ 的关系是

$$\Delta I = I_o \sin^2\Delta\theta \approx I_o \Delta\theta^2 \tag{23-9}$$

透射光通常由聚光镜会聚并聚焦在接收探测器上。

我们把这个简单的自动准直偏振计定量通过光能的能力用来测量物体绕瞄准线的旋转。公式(20-9)所表明的输入和输出的非线性关系是一个不常使用的特性。它不仅在测量仪器中是不希望采用的，以后将会看到，在准直偏振计中，它也会妨碍足够小的误差分辩。这些问题可以通过在发射器中引入一个偏振调制器来解决。它可以使发射器的偏振方向在角度 ξ 范围内振荡，这个角比最大误差角 $\Delta\theta$ 要大得多。它的效果是使输入输出关系线性化为

$$\Delta I = 2I_o\xi\Delta\theta \tag{23-10}$$

而且可以得到极小的角度误差分辩率。

因此，自动准直偏振计在其工作原理和自动分划的设计上都已大大地不同于前述仪器，但是它们却有相同的使用基本功能。仪器的原理是基于光的偏振，而不是利用成象，所以仪器性能基本上不取决于成象的质量。当然也没有自动分划板这类元件。也不会象前述仪器那样，由于自准象的衍射把光线扩散到探测器上，从而造成性能的限制。

但是，这种偏振计也有一种反常的效应。大概是因为分子结构不规则的缘故，所有的起偏器，当与检偏器准确垂直时，违反完全消除透射光的现象。通常，我们称最小透射和最大透射的有效比值为消光系数，最好的消光系数大约是 10^{-6}，只有晶体偏振器才能获得。由公式(23-9)可见，$\Delta\theta$ 表明回转不准直量。若消光系数为 10^{-6}，则相应的回转不准直量为 ±1 毫弧度，或者说，起偏器的旋转不确定度为±1毫弧度。这大约是 3 分（见图 23-23）。实际上，最好的目视偏振计或者非调制的光电偏振计仅仅能达到 1 分的瞄准精度。正是这种不能减小的透射光量级在自动准直偏振计中造成了回转角分辨率的限制，这个限制正如自动回转自准直仪中衍射造成的限制一样。

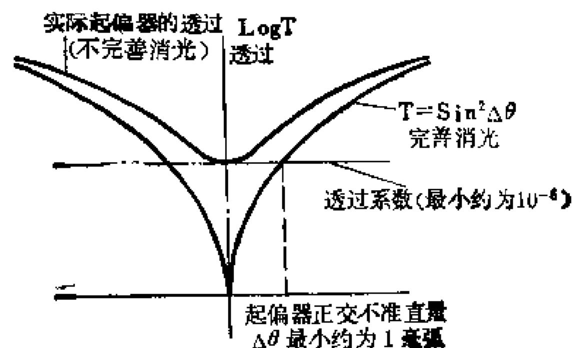


图 23-23　起偏器的零位特性

因此，偏振计的分辨误差不是属于噪声限制类的误差，而是由于不完善消光引起的±1

毫弧度的功能限制，而且通过对回转角的调制进一步改善精度是可能的。大体上讲，如果以一个比消光范围大得多的角度来振荡偏振方向，则最后的透光信号可以在很小的范围以内找到最小值。振荡偏振方向可以直接振荡起偏器，也可以振荡若干偏振调制器中的任何一个，合理应用这个调制技术，能从一阶误差源到高阶噪声源改善消光，并使误差分辨率改善到10^{-8}量级甚至更好。

由于这种仪器在光学原理上的特色是读出发射和接收偏振器正交性的偏离，所以自动准直偏振计与那些根据象的位置与方向读数的仪器显著不同，其主要区别是仪器的结构和关键零件的特性完全两样了。自动准直偏振计的成象性能仅仅要求从发射器到接收器的透光效率，而且并不需要成象零件具有高的质量。仪器最关键的零件是起偏器和偏振调制器。

对起偏器的要求是：具有很低消光系数的线偏振以及在感兴趣的光谱区具有高的透射率和良好的稳定性。用天然晶体，如方解石做偏振材料可以得到上述性能的最好结果，但是这种材料易碎、昂贵。由于它们有良好的消光性和稳定性，所以对提高回转分辨误差却很有用。

偏振调制器可以基于电光效应和磁光效应。沿着或穿过一定量的固体和液体施加电场和磁场，可以诱发起该材料的双折射，从而将入射的线偏振光变成椭圆偏振光。一个轴向磁场可诱发出适当材料的旋光性，造成入射光偏振方向的所谓法拉第旋转。这正好用于准直调制的目的，因为光线仍然是线偏振的，只是线偏振光的偏振方向在一个小角度范围内振荡。

我们以图 23-22 和图 23-23 作为说明线偏振光法拉第角振荡的例子。图中，随着入射光的偏振方向在检偏器的垂直方向附近振荡，在检偏器方向将有一个小的交流成分透过。如果振荡相对垂直方向是对称的，则有一个对称的光信号到达探测器，从而造成一个纯的简谐电信号。但由于有回转误差，振荡将不以垂直方向对称，所以透射光的每相邻半周则不平衡，从而造成了基本误差信号。

典型的谐波背景信号为10^{-4}量级或者比产生1微弧度误差的基本信号大得多。这一点与回转自准直仪中衍射光背景信号类似。如果限制探测动态误差，解决信号的提取类似地也需要交流和直流滤波和更为复杂的处理技术。

因此，自动准直偏振计的电路一般与自动回转自准直仪有类似的功能。探测器的信号被交流放大、交流滤波、同步整流成极性可颠倒的直流、再经直流放大、直流滤波、最后进一步放大，与适当的输出设备阻抗匹配。

图 23-24 表明了准直偏振计的电路功能。

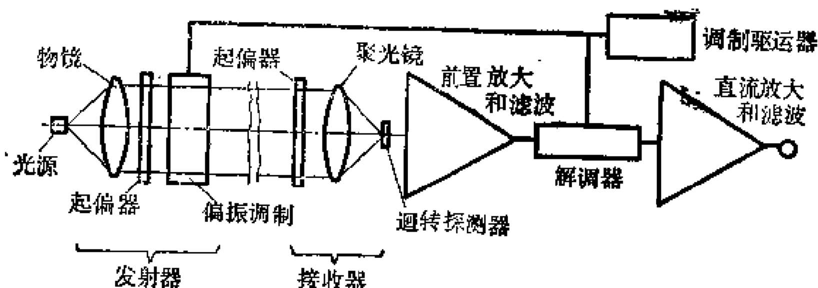


图 23-24　准直偏振计的功能原理

(2) 操作

在本节二（2）中所简述的通常条件下，自动准直偏振计可用于测量绕瞄准线旋转的物

体。只是其中的接收偏振器能较合理地相对其他轴调整。在这样的条件下，仪器的性能与自动回转自准直仪一样，基本上只受光电噪声引起的10^{-1}到1微弧误差分辨率的限制。使得具有强调制光水平的准直偏振计获得低的不准直灵敏度，从而可以与回转自准直仪的衍射影响相比似。如果几何尺寸和辐射性能类似，在没有大气闪烁和偏振变动的情况下，回转自准直仪与准直偏振计有相当的噪声限制分辨率。从它们的读数机构差别如此之大看来，这一点似乎是不可理解的。

不象回转自准直仪的背景光是大致等调制的衍射光和宽带闪烁光。而自准偏振计的背景光几乎完全就是偏振调制的背景光，与宽带背景光相比较，它很快地衰减。如果在大气条件下操作，除非对回转自准直仪小心地屏蔽光路，针对温度变化进行隔绝，从而把大气闪烁的影响减小到可以忽略不计的程度，否则准直偏振计将有更好的性能，而且性能会好得多。

然而，准直偏振计并非完全比回转自准直仪高出一筹。通常运用中，回转自准直仪具有单端的操作形式，就比准直偏振计的双端操作方便。准直偏振计另一缺点是对光路中的折射和反射极为灵敏，这一点通常会使发射光消偏振，从而大大增大了消光系数和噪声。

而且，地球磁场和其他磁场对大气有足够的影响，故在正常操作距离时，会在某些微辐射造成偏振平面旋转。这个影响随着准直方向而变化，使得准直偏振计精度下降，而且在不同的准直方向是变化的。所以准直偏振计作为一种绝对准直度测量仪器，使用精度就降低了。在绝对准直量测量仪器中，这种影响虽然未知，但却是常量，可以通过精确标定而扣除。

最后，有良好性能的天然晶体起偏器容易破碎，而且光学机械稳定性比起回转自准直仪所用的材料差。

然而，由于回转自准直仪和自动准直偏振计两者之间各有其特色，在一定的条件下，使用这个可能比那个更好。一般而言，哪里的准直光路是笔直的而且没有附加的光学结构，或者光路不允许屏蔽；哪里就没有明显可变的偏振旋转效应存在。这时，最宜选择自动准直偏振计。反之，如果光路需要弯曲、折叠，而且光路中有附加的光学元件，或者在苛刻的环境下要求必要的稳定性，大气闪烁也能控制在足够低的水平，那末使用自动回转自准直仪可能更好。

实际操作上，准直偏振计的一个严重缺点是不能用直接观察的方法检查准直的绝对状态。回转自准直仪的屋脊棱镜可以很容易提供一个精确垂直屋脊线的自准直参考平面，但是产生一个垂直于偏振棱镜偏振方向的相应表面，则需要一台自动偏振计和复杂的程序。

六、三轴准直仪器

(1) 背景

把倾斜测量技术和回转测量技术组合起来，有可能用一台单独的仪器测量物体的三个角偏差。并把这个角偏差表示成绕瞄准线和绕垂直于瞄准线的其他两正交轴这样三个分量。这样的三轴准直仪器可以用四种方法构成。实际上，这种仪器的设计允许在自准倾斜、偏振倾斜、以及回转测量之间进行所有形式的组合。四种方法中组成最方便的是：自准直仪加上回转自准直仪（见图 23-25）；偏振自准直仪加上准直偏振计；自准直仪加上准直偏振计（见图 23-26）。偏振自准直仪加上回转自准直仪不了解已经尝试的情况，看来似乎优点不大，因为与一般自准直仪比较，偏振自准直仪比较罕见；加上一般自准直仪既容易与回转自准直

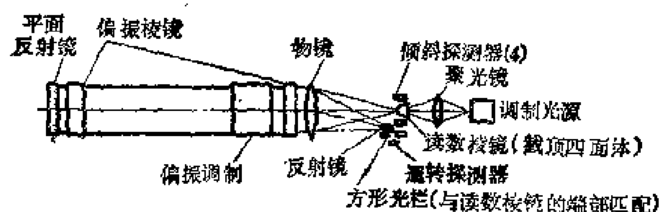


图 23-25 三轴自准直光原理装置

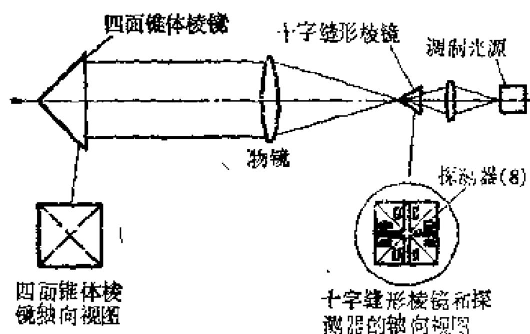


图 23-26 三轴自动准直偏振计原理装置

仪组合，也容易与准直偏振计组合，而偏振自准直仪则不然，所以我们仅仅以一般自准直仪作为组成三轴仪器的基础进行详细讨论。

之所以要使用三轴准直仪器主要是从操作上考虑，而不是从经济成本上考虑的。在某些准直情况下，复杂物体的角偏差必须以一个仪器位置作基准进行测量，而且限于空间、重量或者对物体使用的参考零件等其他因素，迫使对所有的测量只使用一台仪器和一条瞄准线。这时，从操作上看，显然需要一台三轴准直仪器。但是，从经济上看，虽然批量生产制造组合成单台的三轴准直仪器可能比分别制造倾斜和回转仪器要便宜。但它在性能上的特色将决定它的出售价格会昂贵一些。可以预计，对三重轴测量日益增长的需要必然会推动三轴准直仪器的发展和应用。

从功能上看，在一个具体的应用中，是否选用三轴准直仪器的测量技术必须考虑一般的和偏振的回转准直技术在这种准直条件下的性能好坏。

自动自准直仪类型的三轴准直仪器的一般特点从图 23-25、图 23-26 以及前述有关仪器里已经谈过了，只是其自动分划板和附在物体上的参考元件的特殊性还没有讨论过，以下我们仅仅给予这方面的论述。

(2) 三轴自准直仪

自准直-回转自准直式三轴准直仪器的原理装置示于图 23-25。它由自动自准直仪和自动回转自准直仪构成。我们已经知道，自准直仪通常利用一个平面参考反射镜，并根据该反射镜倾斜造成的自准象的横向位移来测量；而回转自准直仪通常利用一个屋脊参考反射镜，并根据自准象的旋转来测量。两者的适当组合并不需要将发射光分成两股通道，而只要有一套装置，它包含一个装在仪器中的具有八个探测器的十字缝形棱镜和一个装在观测物上的四面锥体反射镜。这个十字缝形棱镜是自动回转自准直仪缝形棱镜简单的两维型式，而四面锥体反射镜则是屋脊反射镜简单的两维型式。

缝形棱镜的两个独立的自准十字象是通过四面锥体反射镜的两个独立的彼此正交的屋脊反射面反射形成的。一个回转方向的不准直角量将使得这两个象均以两倍该角旋转，若伴随还发生不准直倾斜时，自准象也以两倍位移，一个象在水平方向变化，一个象在垂直方向变化。这样象的运动就包含了所有三个轴的不准直方向和大小的信息。

二轴不准直信息的提取靠两缝相反端的探测器探测信号的差异而得。回转信息的提取由十字缝边探测器探测顺时针和反时针信号的差异而得。自准直-回转自准直式三轴准直仪器的操作可以迅速分解成自动自准直仪和自动回转自准直仪的成分，而且具有等效这些仪器的特性。因此，适合于自动自准直仪以及自动回转自准直仪的一切操作因素也都适用于自准

直-回转自准直式三轴准直仪器。

(3) 自准直仪加上准直偏振计

图 23-26 示出自准直-准直偏振计式三轴准直仪器。它由自动自准直仪和自动准直偏振计组成。其中，起偏振和偏振调制都直接加到二轴自动自准直仪上，并不影响其自准直操作，但增添了回转的信息。大多数二轴自动自准直仪的主要零件，如小的照明光源，准直物镜、回光反射镜都是单端形式的自动准直偏振计所必须的。因为自动准直偏振计的起偏器和偏振调制器均具有良好的光学质量，所以，它们对自动自准直仪操作的影响可以忽略不计。这样，自动自准直仪和自动准直偏振计完全可以兼容，因而可以有效地共同组成为一个仪器。

除了对自动自准直仪没有显著影响的偏振调制器以外，自准直-准直偏振计式三轴准直仪器的自准直仪操作完全与本节二、（1）中所述的一致。

单端形式的自动准直偏振计需用能造成两个偏振方向的偏振棱镜。一个棱镜在轴上，而另一个棱镜偏离轴几度（见图23-26）。仪器的操作包含：轴向准直光线开始起偏，通过偏振调制器造成偏振方向的振荡（与自动自准直仪的振幅调制同步），然后垂直透过处于物体上的平行偏振器。这与本节五、(1) 中所描述的双端形式自动准直偏振计的垂直偏振器有所区别。当光线首次通过平行物偏振器时，基本上不会影响振荡的小角度和不准直度。

反射以后，光线回经物偏振器，这时光线是轴向的，且在物偏振器的方向线偏振，实际上也并未调制。然后经过偏振调制器，再次振荡偏振平面。大多数光线轴向通过准直偏振计的平行起偏器，这些几乎没有降低强度的光线却含有了从自准直反射镜来的信息，然后被处于读数棱镜附近的自准直仪器探测器探测。

由偏振调制器引入的微量垂直偏振成分和回转不准直量以及回转方向的信息被准直偏振计的偏振棱镜转换成焦平面上的离轴像点，并通过准直偏振计的探测器来探测它。从而把自准直仪和准直偏振计的功能组合成这种型式的三轴准直仪器，但是它的操作特点与本节二、（2）及五、(2) 中所描述的自动自准直仪与自动准直偏振计一样。

(4) 偏振自准直仪加上准直偏振计

偏振自准直仪-准直偏振计式三轴准直仪器由偏振倾斜测量和偏振回转测量组成。其中偏振倾斜测量是一项理论上可行，但实际上应用较少的技术。尽管偏振倾斜测量可以与自动自准直仪相比美，但本节五、(2) 中所述的自动准直偏振计用于回转测量的优缺点均适用于倾斜测量。由于所有的测量均基于偏振，所以自动偏振自准直仪-准直偏振计式三轴准直仪器根本不允许在瞄准线上有光路折叠或附加的光学零件，也完全不受大气闪烁的影响。所以如果在恶劣的光路条件下，它将是最好的三轴准直仪器。

相对其他三轴准直仪器而言，这种三轴准直仪器比较复杂和昂贵。因为自动偏振准直仪比自动自准直仪复杂，也由于仪器极为罕见，其操作原理也不易概述，所以不再对这种型式的三轴准直仪器作进一步的讨论。

七、自动光学测距仪

(1) 基本原理

自动光学测距仪通过记录光往返行程传播的时间来测量物体的距离。常用测距的其他方法还有军事上的三角法测距、照相机上的合象测距等等。使用三角法测距，虽然不能直接测

出远物的距离，但如果协同操作，测量也可自动进行。

如果我们只限于讨论基于测量传播时间的光学测距仪，那末编码和逻辑分析的作用就只是简单地探测时间间隔很短的光脉冲。这种测距常被称为单脉冲测距。其原理是，仪器向被观测物发出一个持续时间很短的光脉冲，并让它离开仪器时打开一个高速时间计数器，当这个脉冲经物反射回来之后再关上这个计数器。这样，在这个光脉冲往返传播的时间间隔内计数器所记下的数值就正比于物体的距离。

要使光脉冲持续时间短，而且反射回来之后仍有足够的强度，这是单脉冲测距技术的难点。它可以通过对连续的输出光进行高频调制，并使返回光与输出光不断地进行位相比较来解决。任何一个调制波长相对大致等于这个波长整数倍的距离总是敏感的。使用三个或者更多适宜数目的调制波长，可以使被测距离得到更好的分辨。

所以，自动光学测距仪本质上是一个简单的时间或时间位相测量装置，不仅与雷达相类似（有时也称它为光学雷达），而且与前述那些有比较复杂空间编码或偏振编码以及分析元件的测量仪器有相似之处。

自动光学测距仪的时间分辨率 Δt 与相应的距离分辨率 ΔR 的基本关系是

$$\Delta t=\frac{2\Delta R}{C} \tag{23-11}$$

式中，C 是光速。无须十分复杂，被测距离通常可以达到的测量精度小于 10^{-6}，如果使用优良的仪器还会有更好的结果。由于已知光速的精度也大约才是 10^{-6}，所以，这表明仪器能达到迄今为止的最好精度。操作距离可以达 100 千米甚至更远。利用激光和大孔径的望远镜，通过一个 0.1 平方米的回光反射镜已经测出了到月球的距离。

典型自动光学测距仪的结构包括一个光源，一个高频或脉冲调制器，一个相当大口径的物镜（如果不应用激光光源的话），一个探测器和一个位相比较器。其组成示于图 23-27。

某些类型的回光反射镜大多数是作为物体的一个靶标。但对大功率的仪器，从物体表面漫反射也能得到满意的测量。要想使距离测量满足给定的精度，或者读出一个很小变化的距离，则自动光学测距仪必须能探测相应于所希望分辨距离的发射光和返回光之间的位相变化。假定调制频率是 30 兆赫兹，

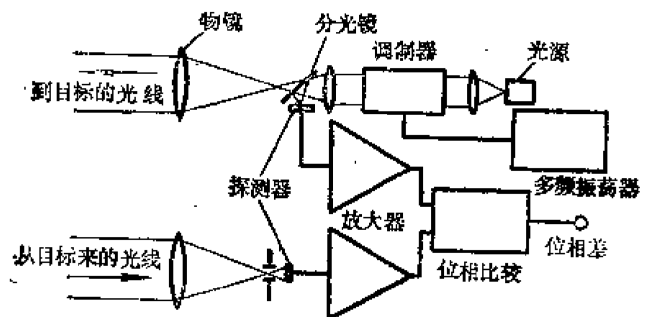


图 23-27　光学测距仪结构原理图

有效波长是 10 米，比如说在 10 千米分辨到 10^{-6}，或者说分辨出 1 厘米。则需要探测的位相变化是 6 毫弧度，或者说大约 20 分，这是不难实现的。

（2）操作

由于受到所能探测的最小位相变化或时间延迟的限制，自动光学测距仪宜于测量远的距离。已经形成商品的典型仪器具有几毫米的最小分辨误差。对于几千米以内的距离，它的精度可以达到 10^{-6}。如果高精度测量大约 1 米的距离，通常利用条纹计数干涉仪。利用激光光源的条纹计数干涉仪，可以把这种高精度测量延伸到几百米。

自动光学测距仪的性能既受到白天杂光的限制，也受到夜间光噪声的限制。如果使用激

光光源和窄带滤波器，背景光这个噪声源可以较好地消除。类似地，大功率激光光源也能成数量级地减小光噪声和噪声成分的影响，从而改变从噪声到探测器响应时间造成的精度限制。

除了仪器和光速不准确以外，空气与真空的折射率并不相同，大约相差 3×10^{-4}。在标准条件下，这个差异会表现为温度、压力和湿度的明显变化。这样，虽然自动光学测距仪本身的精度满可以超过 10^{-6}，但大气折射率的不准确度常常使得在地面应用的测距精度只能达到这个水平，甚至更坏。

通常把自动光学测距仪和干涉仪都看作是距离测量仪器。这类仪器既能精确测量到物体的总距离（光学测距仪），又能精确测量物体相对某一有限位置的移动（干涉仪）。在许多应用情况下，只希望仪器有零读数指示，也就是物体相对给定位置的最小偏离指示，所以上述仪器均有此种功能。在后文将要讨论的光学探针也在数米距离内有零读数指示功能，其分辨率大致也是 10^{-6}。

八、自动光学探针

（1）基本原理

自动光学探针，更精确地说是一种非触式的光学表面传感器。它可以测量物体在短距离内微小位置的变化。我们将从大量装置中讨论一种具有高精度零读数指示的仪器，作为自动光学探针的简单说明

自动光学探针是根据在被观测物表面附近读出一个被照明点的两个象的重合程度来测量微小距离的。这个被照明点就是自动光学探针的聚焦点。当这个表面不处于自动光学探针聚焦点上时，这两个象虽然相叠，但横向是分离的。随着表面远离自动光学探针聚焦点，这两个象朝相反的方向愈加分开；只有当表面正好在自动光学探针聚焦点上时，两个象才是重合的。为了探测反射光由于象的分离而导致的不平衡，安置了两个探测器，它们输出的差异就是距离误差信号。

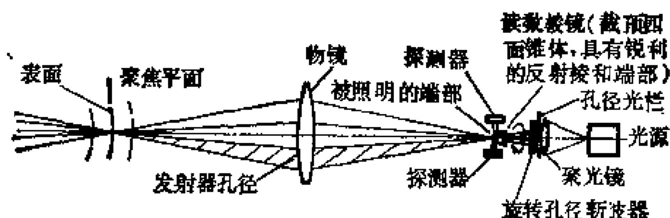


图 23-28　光学探针原理装置

图 23-28 示出自动光学探针的原理装置。图中表明的自动分划原理如下：光源通过聚光镜照明读数棱镜的端面。此聚光镜带有这样的孔径光拦它使得从读数棱镜端面发出的成象光束仅仅能进入到物镜孔径的边缘，其位置与孔径光拦孔位置在直径方向相反。这样形成的两支光束在仪器外部聚焦从而形成读数棱镜端面的两重叠象。这个会聚光束同时被聚光镜孔径光拦处的斩波器调制。对每束光束而言，经调制之后均成交变信号。二个探测器接收进入物镜径孔的光束，并测出端面象的分离。

如果物体表面离开聚焦面一个微小的轴向位移，则读数棱镜端面的两个象将由完全重合的状态变得横向分离了。通过读数棱镜的分光使得从一支光束来的光线进入到一个探测器，从另一支光束来的光线则进入到另一个探测器。但如果该表面不是离开而是靠近聚焦面的话，则上述关系应颠倒过来。所以，当物体表面与自动光学探针的聚焦面有距离误差时，探测器则会探测到含有误差大小和方向的信息。通常的电子线路处理要经过：交流放大和滤波、同步解调和直流放大和滤波。从而得到低噪声的直流输出信号，它的大小和极性表明了

误差的大小和方向，其功能原理示于图 23-29。

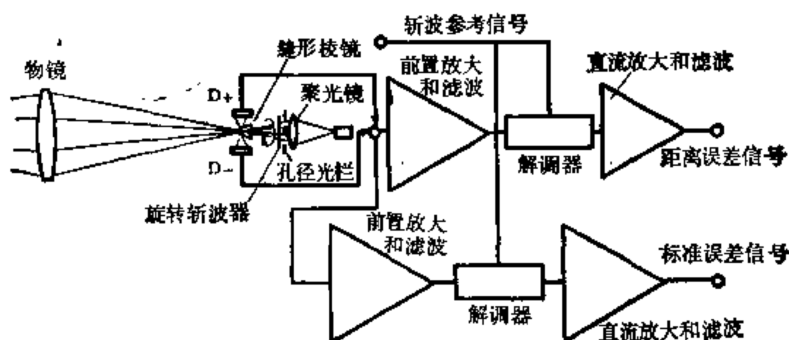


图 23-29　光学探针功能原理

由于自动光学探针的工作距离通常很短（<<1 米），这样，用中等尺寸的光学零件，光束的会聚角则可能相当大。对于给定的距离误差 ΔR，为了分辨这个距离误差应该读出的象点分离 $\Delta\sigma$，与光束会聚角 ψ 有关系

$$\Delta\sigma = 2\psi\cdot\Delta R \quad (23\text{-}12)$$

如果$\psi=0.1$ 弧度，为了分辨 1 微米的测距误差必须读出象的横向分离是 0.2 微米，这大致是自动自准直仪由于反射镜倾斜 5 微弧度而造成象位移的十分之一。不同结构型式的自动光学探针表明的距离误差分辨率从 0.1 微米到 1 毫微米不等。

自动光学探针利用基本的自动自准直仪技术，却实现了完全不同于自准直仪的功能。然而，它的复杂之处在于，它需要两支会聚光束，其光学信号要求用时间光束斩波器完成简单的编码，而探测信号的探测器又面临象的运动极其微小以及非镜面反射信号极弱等问题。但是它还是比条纹计数干涉仪简单，并且有明显的优点。尤其是对距离几厘米反射面积极小的观测表面（直径为 0.1 毫米或者更小），大多数其他非接触传感器不及自动光学探针。

（2）操作

有不少应用光学探针的测量方法。由于探针在一定的距离内具有线性响应，所以它可用来作为静态测量装置，达到的精度约为 1%。如果探针的设计复杂一点，还可有更好的精度和数字输出。

若需要进行较宽的距离测量，可将探针与测量机组合使用。如果需要进行的测量是单一尺寸，例如，被测表面相对一个规则表面（不一定是平面）的距离不超过光学探针标准的工作范围，那末可以使探针在这个单一尺寸的固定方向上进行操作，从而提供出被测表面相对规则表面的逐点偏差。

如果被测表面的变化超过探针标准的工作范围，则自动光学探针相对测量机的方位必须能够作适当范围的调整，在一个标准误差信号的控制之下就可实现这一点。而这个标准误差信号通常由探测器信号的和来获得（见图 23-29）。

总之，如果相对一个微小表面的距离，需要一个小而简单的仪器高精度测定，那末自动光学探针是一个适用的传感器。

九、激光准直装置

激光准直装置是可以替换准直望远镜的装置。一台典型的激光准直装置包括一支连续输出的激光器和一个安装激光器的标准圆柱形支座，且激光器与此圆柱支座共轴。操作系统还有

可以在不同距离探测激光束中心的接收装置。该装置正象准直望远镜的准直靶一样，通常被放在准直点；也有的放在激光准直装置的内部，这时装置还应包括一个或多个平面反射镜（用于角准直），或回光反射镜（用于位移探测）。附加设备还有供给激光器的电源以及位移读数系统。

无论拿什么东西截断激光束，其光斑均是亮而可见的，所以激光束就相当准直望远镜的瞄准线。测量的精度取决于激光束的稳定性和对称性以及探测电路系统的性能，而与观测者的操作技能和视觉敏锐度无关。

(1) 基本原理

激光器是一种新型光源，它发出的光有极高的强度、极好的单色性和相干性。用于准直的激光器通常是 TEM_{00} 模式的氦-氖气体激光器。它产生的连续输出光束，很远距离内既直又亮。考虑到操作的安全，激光器的输出都是低功率的。

典型的激光器包括一个氦-氖等离子体管和安装在适当支架上的镀有介质膜的石英反射镜。等离子体管的末端是布儒斯特窗或内反射镜。具有氦线的红色激光从激光器一端的部分反射镜射出，再经扩束、准直成需要的孔径（用于计量一般 10 毫米，用于土木工程一般 20 毫米），输出波长 6328 埃，输出功率大约是 1.3 毫瓦左右。

准直光束截面的光能其强度呈高斯分布。正是由于这一性质，才能正确地探测光束中心,并通过光电传感器精确测量偏离激光束中心的位移。这种性能对机械行业中的准直工作尤为必要。激光器固定在专门安装标准光学工具的圆柱形支架上，并使光束与支架的圆柱形定位面同心，这样，激光束就平行于定位面轴线出射了。

有的激光准直装置还对连续输出的激光束进行高频调制，从而使得探测器仅仅对调制频率产生响应，以保证在任意环境条件下均能取得所需要的信号。图 23-30 示明了安装在标准座上的准直激光器和供给激光器的电源，也展示了一个光电探测靶及其电源和读数输出装置。光电探测器装置包含两两正交排列的四个光电池，相对的探测器以桥式电路联结，以致于探测器中心相对激光束中心有任何偏离都会产生一个与该偏离大小直接有关的信号。这个正交列阵探测器可以同时显示垂直于激光束轴线的两个方向的线性位移。

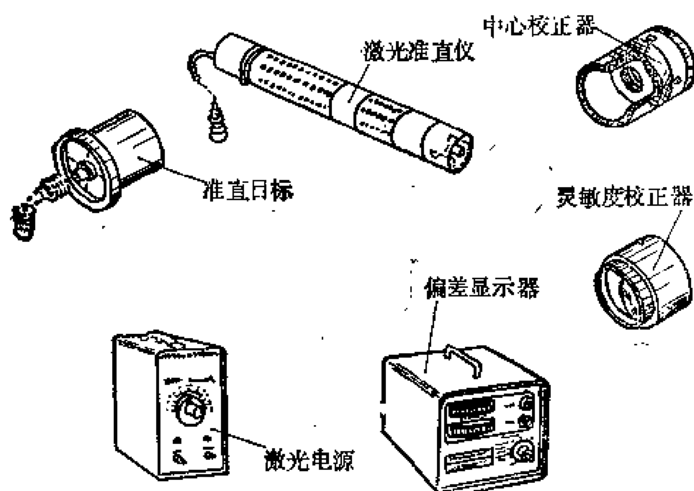


图 23-30　激光准直装置的组成

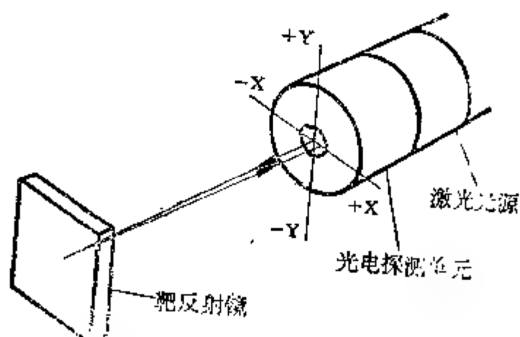


图 23-31　自动反射激光准直系统

被称为自动反射激光器的另一类激光准直装置如图 23-31 所示。其中，光电池被装在激光器支架的输出端，以读出激光束沿它的光路被反射靶反射之后的中心偏离。图中表示的是一个使用平面反射镜的装置，它可以读出不准直角量。若使用一个角锥反射镜代替平面反射镜，则可以读出沿两轴的线位移。

(2) 应用和精度

激光准直装置在计量中的应用包括：

①大型飞机机架的准直。

②机床基座的水平。

③机床运动性能的评价。

④大型机械工件的准直。

⑤机械平台平面度和导轨平直度的测量。

⑥旋转装置的章动测量。

⑦船上的推进设备，如导板、舱口、鱼雷发射管等的准直。

⑧海上训练时，对船身运动的监测。

在60米距离内，激光准直装置理论上可以测量到0.06毫米。

因为激光束是鲜明可见的，所以准直时，既可以使光束对表面准直，也可以使物体表面对光束准直。表头的读数不象目镜观察那样费眼，只要有人及时地读取；如果无人读数，也可以使用记录仪自动记录。准直时，可以直接测定偏差；也可以立即在目标位置进行调整，依实际需要而定。因为激光光束强度高，无须顾虑光能损失，所以测量中广泛地使用五棱镜。图23-32和23-33表明了如何应用五棱镜使光束偏折90°来测定垂直度。若将五棱镜旋转，还可以建立一个参考平面，利用该平面可以与一个待测的大平面进行比较，也可以进行辐射式的准直工作。

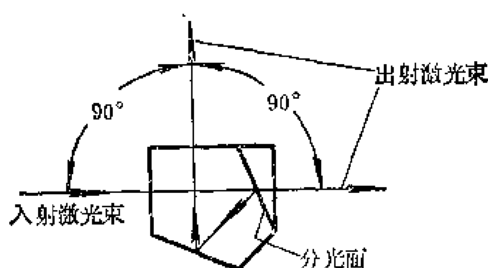


图23-32　通过五棱镜的激光束光路

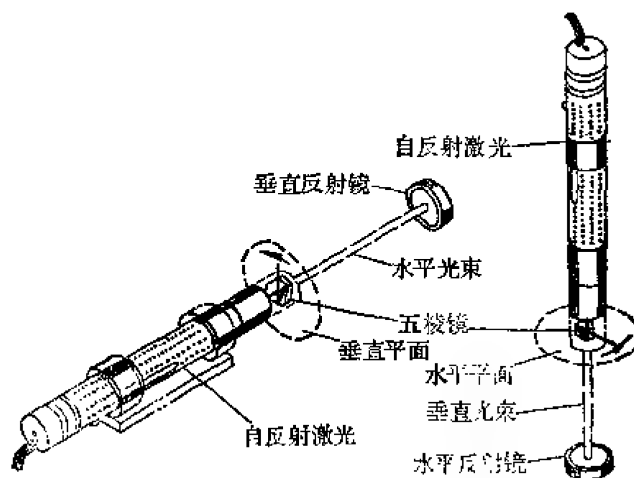


图23-33　旋转五棱镜光束扫描形成平面

如果某些应用需要建立一个平行或垂直于重力方向的平面，值得提倡使用自动反射激光器。它的光束是垂直于铅垂的反射镜，还是垂直于水平的反射镜，取决于我们所需要建立平面的方位。这时只要旋转分光的五棱镜就形成了该平面。如果光能足够，还可以同时完成上述两个平面的准直和测量工作。激光束可以通过倾斜平板式光学测微器来移动。所以有的自动反射激光器上还装有这样的测微器，这样回光反射镜的横向位移，则可用测微器测定．其灵敏度是探测器灵敏度的两倍。

激光准直装置的精度限制主要是作为参考线的激光束具有方向漂移。这是由于激光器点燃之后阴极、阳极的温度不同，放电管内等离子体存在不均匀温度场；由于放电管表面也存在不稳定的温度梯度；从而使谐振腔发生形变所造成的。对普通的氦-氖激光器点燃后一小时内，光束角漂移的速率约每小时一分。一小时之后，方向漂移的速率大致仍有每小时10秒左右。

由于方向漂移是因为谐振腔的热变形所致，所以用于准直目的激光器均是专门设计的。从谐振腔的参数、型式和材料都应作精心地考虑。尽管如此，微量的方向漂移仍然不可避免。所以一般激光准直装置的实际精度大约是 10^{-5} 量级。采取若干提高精度的措施之后，能达到 10^{-6} 精度的仍不多见。

典型的激光准直仪列于表 23-7。

表 23-7 典型的激光准直仪

制 造 厂 家	典 型 型 号
佩肯-埃尔姆公司	5650
丘费尔-依塞公司	71-2600
上海第二光学仪器厂	JZ-1A

第四节 工具显微镜

一、概述

工具显微镜是按照直角坐标和极坐标的原理，通过显微镜瞄准，借助精密导轨或转盘实现位移，从而完成对零件的长度或角度以及各种几何形状和相互位置进行精密测量的仪器。由于它测量范围广，精确可靠、操作方便，已经成为精密机械制造工业中不可缺少的检测设备。

决定仪器精度的主要部件是：横向和纵向导轨及工作台、精密读数机构、测量显微镜。

横向和纵向导轨和工作台主要供作二维直角坐标测量之用，大型的工具显微镜还备有圆工作台可方便地作极坐标测量。为保证导轨的导向精度，精密工具显微镜的导轨一般都将导向和支承分开设计。

精密读数机构随仪器的型号而异。有的采用精密丝杆、鼓轮读数机构；有的采用玻璃刻尺、光学目视读数机构；有的采用玻璃刻尺、光学投影读数系统；有的采用计量光栅、光电码盘等数字自动显示系统。不论那种机构，显然，它的主要作用是精确读出测量值。

测量显微镜由目镜系统，带有分划板的物镜系统和照明系统三部分组成。它的作用，除了观察物体的细节之外，主要供瞄准和读数。

与只用于观察的普通显微镜相比较，测量显微镜通常有如下特点：

①结构上，它带有测量分划板。不象普通观察显微镜那样，物镜与目镜是连成一体的，光学筒长不随观测者的视度不同而变化。它的物镜与分划板连成一体，以保证物镜有准确的放大率。目镜带有视度调节，以满足不同观察者的需要。

②光束限制上，它采用远心光路。不象普通观察显微镜那样，把物镜框作为孔径光栏。它的孔径光栏一般置于物镜的焦平面上，从而把入射光瞳投向物方无穷远。它可以有效地消除由于景深和调焦误差对测量结果的影响。远心光路及其作用示于图 23-34。

③照明方式上，它一般采用柯勒照明。不象普通观察显微镜那样，使用反射镜直接照明。它用这种照明方式是为了充分地利用光能，並保证视场内照度的高度均匀。以排除照明因素

对视场内不同位置瞄准精度的影响。

(1) 光学性能

工具显微镜的光学性能主要有：放大率、分辨本领、数值孔径：视场等（参看第十九章）。

显微镜的放大率通常是指视放大率Γ，为显微物镜的垂直放大率β_0和目镜的视放大率Γ_e的乘积

$$\Gamma=\beta_0\cdot\Gamma_e \qquad (23\text{-}13)$$

视放大率Γ与瞄准精度$\Delta\alpha$的关系是

$$\Delta\alpha=\frac{\varepsilon}{\Gamma} \qquad (23\text{-}14)$$

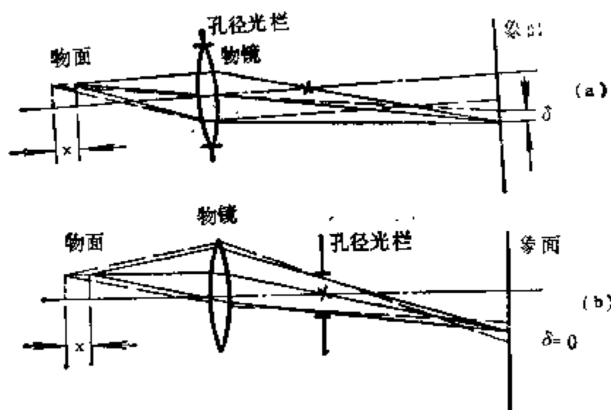


图23-34　远心光路及其作用

(a) 非远心光路，有误差δ

(b) 远心光路，δ被消除

式中　ε—人眼的瞄准精度，与瞄准的分划方式有关，显然，视放大率Γ愈大，瞄准精度$\Delta\alpha$愈高。

使用瑞利判据，显微镜的理论分辨本领是

$$\delta=\frac{0.61\lambda}{NA} \qquad (23\text{-}15)$$

式中　λ——照明光源的光波波长；

NA——显微物镜的数值孔径。

显然，要提高分辨本领，最有效的办法是增大数值孔径。对测量显微镜而言，分辨物体的细节並不是主要的。这时分辨本领由瞄准精度确定。

显微镜的数值孔径定义为

$$NA=N\sin u \qquad (23\text{-}16)$$

式中　N——物镜物方折射率；

u——物镜物方孔径角。

它是表征显微镜物镜孔径的一个重要物理量。之所以采用这个量表征物镜的孔径是因为显微镜的物面在物镜物方焦点前附近，这时相对孔径已不能适应显微镜的工作情况。数值孔径的大小直接影响其分辨本领、调焦误差及成象亮度。

显微镜的视场用物面能被物镜成象的径向线量表示。它的大小由位于物镜成象面上的分划板框决定。显然，分划板框直径除以物镜放大率β_0，即是视场的大小。所以，β_0愈大，视场愈小。这样，选用不同倍率的物镜，则具有不同的视场。

工具显微镜的物镜一般有如下特点：

①在满足测量精度的前提下，物镜的放大率β_0较低，约在$1^\times$—$10^\times$之间。

②物镜的放大率β_0要求严格准确，一般允差0.05—0.10%，而普通观察显微镜约为8%。

③工作距离和视场较大，以满足观测一定大小零件需要。

④象质要求较高，既要消轴上象差，又要消轴外象差。

⑤物镜的数值孔径不大，通常为0.1。

工具显微镜目镜具有较小的相对孔径，一般$\frac{D}{f}>\frac{1}{10}$。其视场亦不大，通常$2\omega<50°$。因

此有可能消除轴上点象差之外，把轴外点象差校正得好一些。另外，工具显微镜目镜对工作距离和出瞳距离均有一定要求。工作距离太小，不利于视度调节也不易安放测微机构；出瞳距离太小，将使眼睛睫毛与镜面相碰，不利瞄准读数。

（2）操作方法

使用工具显微镜进行测量通常遵循下述三种操作方法。

① 影象法

这是一种纯光学的非接触测试方法。通过对被测件进行调焦，从而在工具显微镜的分划板上得到被测件待测部分的影象，通过对准其影象来对准被测件轮廓而进行测量。

显然，运用影象法进行测量时，首要的问题是要获得被测件正确清晰的影象，否则没有精度可言。为了获得清晰的影象，在对螺纹、齿轮刀具类零件测量时，显微镜应按工件的螺旋角倾斜。为了获得正确的影象，在对圆柱、圆锥类零件测量时，必须按规定调节可变光拦的直径。

② 轴切法

这是一种光学和机械的综合测量法。使用此法时应让测量刀刃口与被测表面接触，一般是用肉眼观察光隙的大小来判断接触与否。再通过显微镜分划上特制的刻线与测量刀上相应的刻线影象对准，从而实现测量。

显然，轴切法要求零件有光滑和平直的测量面。这种实现对零件轮廓的对准一般比影象法有较好的精度。而且可变光拦的大小，显微镜是否倾斜等因素在测量中均不必考虑。

③ 接触法

这是一种运用光学原理显示接触的接触测量法。依靠装上光学接触器附件的工具显微镜，可以方便地用接触法进行测量。

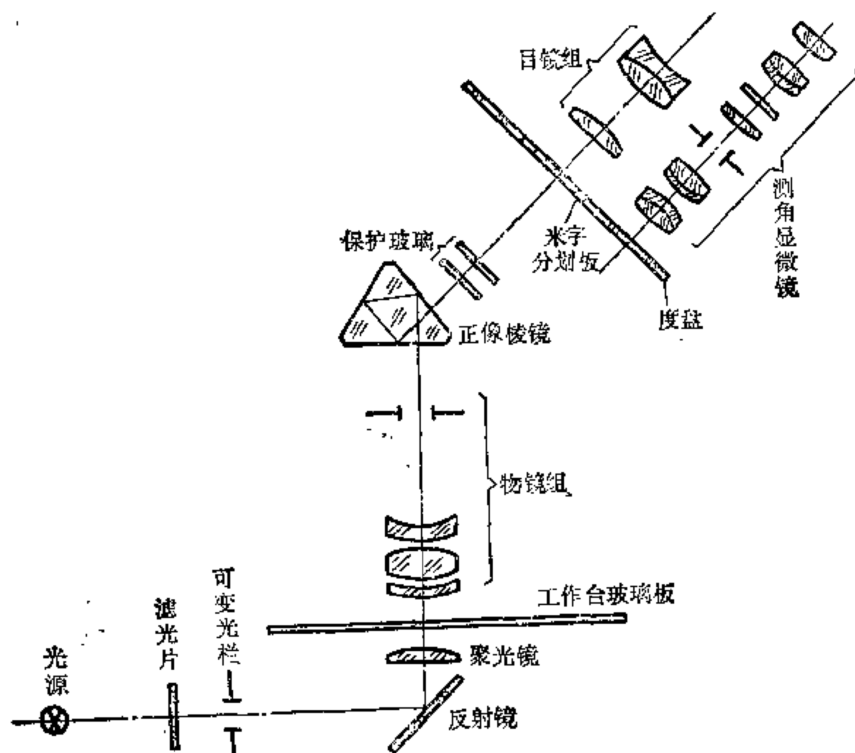


图 23-35 小型工具显微镜光路

二、小型工具显微镜

小型工具显微镜俗称小工显，它是工具显微镜的最简单型式。仪器重量最轻，外形尺寸也最小，其光路如图23-35所示。

图 23-35 中，自光源射出的光通过滤色片可变光拦，经反光镜而垂直向上，由聚光镜发出之远心光束照明被测零件。再经过物镜和正象棱镜把放大了的零件象成在分划板上。观测者通过显微目镜观测被测零件的象与分划板上的米字刻线对准的情况。物镜可以视不同的

放大率需要，进行更换。目镜也有测角目镜、轮廓目镜、双象目镜等可视不同的测量需要相互置换。图示为测角目镜，其上有一读数显微镜，借助游标可在分划度盘上读取格值为1′的分度值。

工作台可沿底座上的导轨在纵、横两个相互垂直的方向上移动，导轨采用圆弧形和钢珠支承，纵、横向靠测微丝杆驱动，测微鼓轮读数。並可在滑板与测微丝杆之间加入量块以扩大测量范围。滑板被基底内的弹簧拉紧、装有阻尼机构，从使返回行程时不致因速度太快而产生撞击。

显微镜管与悬臂联在一起，装在立柱上，可上下粗调或精调，以便调焦使之成象清晰。固定显微镜的立柱可用螺杆推动，使之倾斜。其倾斜角度可以从刻度筒上读出，其倾斜轴线与显微镜的光轴在顶尖轴线的水平面相交。

被测工件可放在工作台上用压板压紧，也可装在顶尖架、V形架上。可用照明光源的透射光进行测量，也可用其他光源照明的反射光进行测量。

(1) 应用及精度

小型工具显微镜只能以影象法按直角坐标对机械工具和零、部件的长度、角度和形状进行测量。

例如：它可以测定各种形状样板；可以测定螺纹的中径、外径和内径；测定螺距和螺形角；可以测定螺纹车刀的螺形角以及各种样板铣刀的轮廓角等等。

小型工具显微镜装上投影设备之后，与投影仪一样也能对复杂零件的轮廓形状进行检验。装上双象目镜进行瞄准，可以方便、迅速、精确地测定被测零件上对称轮廓（例如圆孔、方槽等）的中心距离。

由于其应用极为繁多，不可能在此一一讨论，以下仅用影象法测螺纹中径为例，简述其操作。

测量前，将测角目镜装上，並作好视度调节。在工作台上装上顶针架，借助定焦杆将显微镜调焦到顶针的水平面上。装上被测螺杆，並调整使螺杆轴线与纵向滑板移动方向一致。使显微镜立柱倾斜 φ 角，其中对单头螺纹

$$\mathrm{tg}\varphi=\frac{S}{\pi d_m}$$

对 n 头螺纹

$$\mathrm{tg}\varphi=\frac{S\cdot n}{\pi d_m} \tag{23-17}$$

式中 S 为螺距，d_m 是螺纹理论中径。

倾斜显微镜的目的是使光轴与沿螺纹中径行进的螺旋线相切，从而保证在视场中央出现螺距一侧轮廓的清晰投影。按说明书提供的表格调节可变光拦直径。

测量时，用米字线分划瞄准螺纹的该侧轮廓，並作横向读数，再以相同的 φ 角反方向倾斜显微镜立柱並移动横向滑板，同样对直径对方相应牙轮廓进行瞄准和读数。两次横向读数之差值，则为螺纹中径测量值。

为了消除由于螺纹轴线与纵向滑板移动方向不一致而产生的测量误差。可用同样方法在螺纹的另一侧轮廓上进行测量，以两次测量结果的平均值作为一次测量值。

螺纹中径的测量也可以用轮廓目镜来完成。

由于小型工具显微镜是目视瞄准仪器，又是应用影象法进行测量的，所以其测量精度不

仅取决于仪器本身的精度，而且也取决被测对象的形状和尺寸（例如长、高、角度的边长，螺纹的螺形角等等），还与观测者的操作技能息息相关。如果不考虑操作者的因素，对小于行程的一般长度测量精度可达到5微米左右；对一般角度测量可达2分左右的精度。

(2) 附件

通常小型工具显微镜备有$1^{\times}$，$1.5^{\times}$，$3^{\times}$，$5^{\times}$物镜以供选择。目镜除基本的测角目镜以外，还备有轮廓目镜和双象目镜。前者用于将被测件与标准轮廓进行比较；后者用于对称轮廓的瞄准对中，为了保证各种被测零件的夹持和固定，仪器带有顶针架，无中心孔夹具，V型支架和压板。

此外仪器还带有如下附件：

①投影设备，它由投影筒、投影灯座、投影灯、对中心装置及读数棱镜组成。装上投影附件之后，亦能与测角目镜与轮廓目镜一并应用。

②光学接触器，它在外尺寸，特别是内尺寸（如孔）的接触法测量中起定位和瞄准作用。它与$3^{\times}$物镜和测角目镜一起组合使用。利用光学接触器可以用接触法精确测定孔的直径和其它内尺寸。

三、大型工具显微镜

大型工具显微镜俗称大工显，它是介于小型工具显微镜和万能工具显微镜之间的设备。它的外观与小工显大同小异，光路与小工显相同，只是仪器的尺寸和重量都较小工显为大。

在仪器的结构上大工显与小工显的显著区别是：大工显在横向滑板上装有带刻度和游标的圆工作台，它可绕垂直轴旋转360°，使用游标最小角度可读到3分。这一点使得以极坐标标注尺寸的零件，有了测量的可能。在小工显上这是难以做到的。而小工显上按直角坐标进行的一切测定，在大工显上均可以进行。

应用量块，小工显一般测量范围可达：纵向至75毫米，横向至25毫米。而大工显的行程通常是它的两倍，当然V型支架和顶针架所允许的零件直径也相应增加。所以一些在小工显上无法测量的较大尺寸零件，在大工显上就可能精确地进行测量。

有的大型工具显微镜带有测量刀及其垫板。因此，这样的大工显，除了可以使用影象法进行测量之外，还可以应用轴切法进行测量。这对于测量类似圆柱体、圆锥体和螺纹零件，进一步提高瞄准精度是有意义的。

除此之外，大型工具显微镜所带有的附件，完全类似小型工具显微镜。其应用和基本操作也如此。所以一旦实验室有了大型工具显微镜是完全可以取代小型工具显微镜的，反之则不尽然。

一般而言，大型工具显微镜的精度比小型工具显微镜稍好。

四、万能工具显微镜

万能工具显微镜俗称万工显，它是工具显微镜的高级型式，并具有更高的精度和通用性。仪器的主显微镜部分的光路仍与大工显大同小异。

万工显全都采用光学或光电读数，但是实现的方式各不相同。有目视瞄准读数，有影屏显示读数，也有光电自动瞄准并显示数字的。总之，由于采用光学或光电读数系统，使得其

分辨率和精度都提高了一个数量级。测量范围也可相应增加，一般纵向0-200毫米，横向0-100毫米。

采用光学读数带来的新问题是有可能违反一般量仪设计的阿贝原则。在大、小工具显微镜中，由于采用丝杆鼓轮读数，设计是易于符合阿贝原则的。但在万工显中则不然，紧凑的结构要求，使得长的光学标尺不易安放在被测尺寸的延长线上。所以，万能工具显微镜的横向读数虽然符合阿贝原则，但其纵向读数却违反阿贝原则。因此万工显对导轨的导向精度提出了更高的要求，否则将会引入较大的阿贝误差。

因此，导轨系统就成为万工显最关键的部件之一。不仅要求其有良好的直线性，而且还要有足够好的平稳性、灵敏度和耐磨性。为此，通常将导轨的支承和导向分开设计，並分别采用不同的精密轴承。至于如何将支承和导向分开，各采用什么轴承型式，不同的厂家生产的不同型号万工显各有不同的方案。在此，不准备进一步讨论。但可以说，导轨系统的性能不仅取决于导轨本身的平面度、直线性、光洁度，也取决支承和导向精密轴承的性能，取决于支承和导向的结构型式。

由于仪器更为精密，万工显要求比大、小工显更为苛刻的环境条件。否则不能充分发挥仪器的精度。对仪器通常的环境要求是：温度应保持在20°±2℃；温度变化每小时不超过1℃；被测件和仪器的温差不得超过0.5℃；相对湿度不超过6%；防尘、消震、光线明亮。

万能工具显微镜从1926年以来，基本上就改进成今天这样的型式，它之所以没有被新的仪器所取代，其关键就是它应用极为广泛。

它可用影象法、轴切法和接触法按直角坐标或极坐标对机械工具和精密机械零、部件的长度、角度和形状进行精密测量。

与大、小工显相比，仪器还增添了如下的附件：

①光学分度头，它可以对安装在顶针架上的工件进行分度和测定。分度的角度值靠一起转动的度盘并由固定的读数显微镜读得，分度值一般为1分。

②测量刀，它是使用轴切法的主要附件。用于精密测量圆柱体直径、圆锥体锥度以及螺纹的各种参数。使用时，测量刀的刀刃平面与顶针轴线在同一平面内，从而可以保证刃与上述被测轴类零件沿母线方向相切，以便对测量刀上的刻线瞄准。这样比影象法中对上述零件的母线轮廓瞄准有更好的瞄准精度。

使用时注意，是测量刀的垫板尺寸保证了刀刃平面与顶针轴线在同一平面内，所以测量刀垫板只允许对本台仪器使用，而测量刀是可以互换的。

③定位表架，它安装在主显微物镜的外圆上，可以夹持百分表或千分表作横向、纵向、高度方向的接触定位或测量之用，此时测量范围和精度由表决定。

④测高附件，它由测高表架和量块架组成。並固定安装在主显微镜立柱上，借助于量块和百分表或千分表进行高度尺寸的测量。因此装上测高附件的万能工具显微镜相当于一台三座标测量机。

另外，万能工具显微镜的轮廓目镜具有比普通工具显微镜多得多的各种标准轮廓，以供速测比较。万工显也具有使用极坐标测量的圆工作台，通过光学读数可以读到细分至10秒的分度值。

与一般工具显微镜相比较，万能工具显微镜不仅测量的尺寸范围增大了，精度提高了，

而且表现在它的通用性更强。它几乎可以包罗精密机械制造中常用的一切计量。

与一般工具显微镜相同，万工显的测量精度取决于测量方法。一般使用轴切法的精度要优于影象法。同时测量精度也取决于被测零件的尺寸和操作人员的技术熟练程度。在通常情况下，在全长范围内测量精度小于 2 微米。角度测量误差小于 1 分。

典型的万能工具显微镜如表 23-8 所示。

表 23-8　典型万能工具显微镜

制　造　厂　家	型　　号
莱茨公司	UWM—200×100
欧波同公司	UMM 200/100
蔡司公司	ZKMI—150D
上海光学仪器厂	19JA
新添精密光学仪器公司	JX7

第五节　干涉计量仪器

一、单频激光测长干涉仪

单频激光测长干涉仪通常称为激光干涉仪。它是一个以光波长为尺子，用于车间和机床的测长系统。考虑到环境大气对波长的影响，以及温度对材料和结构的影响，干涉仪通常设计有手动或自动的补偿装置。例如，佩肯-埃尔姆公司的激光干涉仪整机包括：

①一个连续输出的氦-氖气体激光光源提供一条稳频的单频激光束。

②干涉仪本体。它将仪器内部沿测量光路和参考光路之间激光束的位相变化转换成电信号输出。

③一个可调整的回光反射棱镜能沿测量光路运动，以便使射出的激光束返回干涉仪。

④用于监测大气温度和气压以及材料温度的传感器，以便进行补偿。

⑤一套供给能量的电源和将输入转换成输出的计算机，以便以标准的公制或英制单位显示被测量的长度。

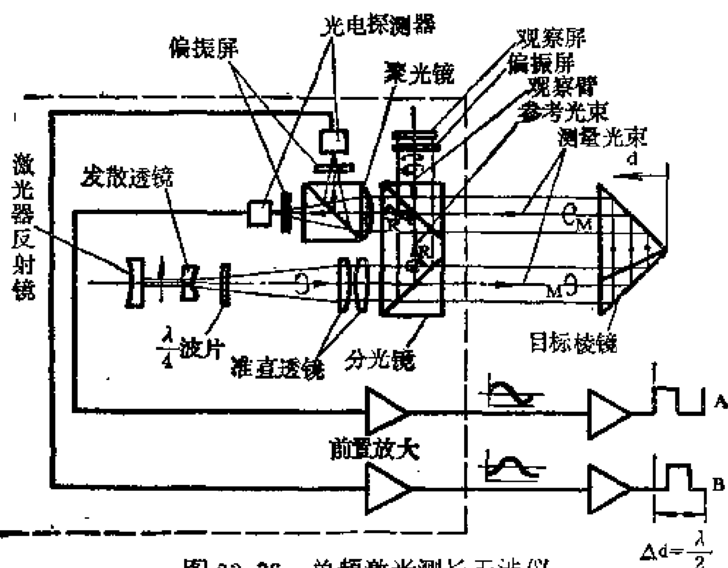


图 23-36　单频激光测长干涉仪

(1) 基本原理

典型单频激光测长干涉仪的功能原理如图23-36所示。从激光光源发出的一支稳频单色激光，经过被测量的长度的回光反射棱镜（该回光反射镜附在欲测量长

度的物体上），然后光束被棱镜反射，相对输出光路有一偏离返回干涉仪。再通过分光镜，使测量光束和参考光束汇合比较，这两支相干的强度是增大、不变还是减小取决于这两支光束的位相差。只要使回光反射镜沿光轴的位移大于光源的半波长，就会改变位相差从而造成干涉条纹的变化。例如，当测量光束的光路长度变化一个波长时，就干涉仪内某一参考点而论，干涉花样将会变化一个条纹。这时，表明回光反射棱镜沿光束位移了半波长。

参考光束和测量光束相干造成的条纹可以在干涉仪的观察屏上看到，也可以通过两个光电探测器读出。随着回光反射棱镜沿测量光路的移动，每个探测器将探测获得一个正弦波电信号，一个条纹相当一个周期。光电探测装置将使这两个探测的正弦信号位相相差90°，而回光反射棱镜朝哪个方向运动将对应哪个信号超前。

相差90°位相的两输出信号，从干涉仪进入计算显示组件，并把它们变成方波。因为两信号存在90°位相差，所以计算机的双向计数器能计出$\frac{1}{4}$条纹数，这相当$\frac{1}{8}$波长的回光反射镜位移，同时能读出回光反射镜的位移方向。将计得的条纹总数，再乘上适当的因子就可以得到以厘米计或以英寸计的被测长度。

由于大气压力、温度和相对湿度影响测量光束的波长，可以设计计算机接受对上述因素的补偿，同样也可以接受回光反射镜材料的温度因素补偿。这个补偿是指，补偿因测量温度与标准温度（68°F或20℃）的差异造成的影响。气压和温度传感器得到的信息不断地供给计算机，使它适当地修改条纹计数指示，从而完成补偿过程。相对湿度对波长影响的补偿靠手动写入计算机进行，而机器和零件的温度补偿可以自动输入，也可以手动输入，还可以加以忽略，这取决于环境状况及补偿对精度的影响程度。

激光光源是一个直流激励的氦-氖激光，其输入波长6328埃，为了获得良好的频率稳定性和方向稳定性，激光器可以按下述方式构成：二端部反射镜刚性安装在用殷钢制造的谐振腔支架上，谐振腔支架的形成和固定应使沿激光束光路的机械振动最小，激光管通过热屏蔽与腔热绝缘，而这个屏蔽又可与外支架进行热交换。整个谐振腔被装在一个与地面热绝缘的温度控制箱内。

激光输出反射镜通过一个压电晶体安装在谐振腔支架上。很小一部分能量可以通过后部反射镜射到一个光电二极管上，以示出激光频率稳定曲线。从这个光电二极管接收的能量也可以表明激光输出功率的大小。处理过的光电二极管输出被用来作为误差信号，由它控制压电元件的长度变化来调整腔长，从而达到校正频率的目的。

干涉仪中偏移光线的设计可以免除对光源的反馈，以致激光器可以在闭路模式中操作，而闭路操作是通过在功率输出中对拉姆凹陷进行锁频而获得的。所谓拉姆凹陷是输出功率在氦-氖发射线的中部看起来有一凹陷，如图23-37所示。拉姆凹陷是可探测的。因为在两个邻近的峰值之间有输出功率的微量下降。在开路回路模式中，一个调谐控制可以对压电晶体施加一个信号对腔调谐，依靠这个晶体的膨胀和收缩，也可以改变腔的长度和输出频率。

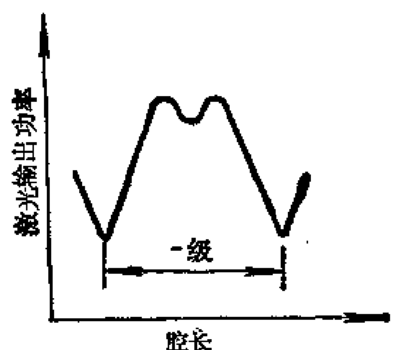


图23-37　拉姆凹陷波形

校正好激光输出反射镜，使之输出一毫米直径的平行光束，让该光束通过一个$\frac{1}{2}$波片，然后被准直镜放大10倍，使得输出直径为10毫米的偏振光束。将光束扩束是为了减小衍射，从而使得干涉仪能在更远的距离测长。另外，光束直径大，也可以允许回光反射镜有较大的横向不准直范围。

干涉仪中反射镜的数目要考虑到使正交的偏振光在第二分光镜能形成线偏振光，从而产生干涉。这个偏振平面每当回光反射镜运动半波长而旋转 180°。

只有通过偏振平面能观察到干涉现象时，条纹才是可探测的。才可能旋转偏振材料，从而在 AB 电输出端间获得适当的位相。

干涉仪本体，连同它的电路部分均安放固定激光器的底座上，而且环境应能温度控制。前置放大电路应放在干涉仪头部的温度控制环境内。积分电路线性前置放大器有500千赫带宽，允许回光反射镜运动速度到 0.15米/秒。

典型的单频激光测长干涉仪列于表 23-9。

表 23-9　典型单频激光测长干涉仪

制　造　厂　家	典　型　型　号
佩肯-埃尔姆公司	5900
休利特-帕卡德公司	5525A
光学机械公司	770

（2）应用

单频激光测长干涉仪主要应用于测定机床和测量机的位置精度，校准定位系统和次级长度基准，并在机床和测量机中作为线性位移转感器。

（3）精度

在车间环境条件下，当测长距离达45米时，上述系统的基本精度是正负百万分之一加上一个计数脉冲。一个计数脉冲是仪器的分辨水平，等于$\frac{1}{8}$波长。在米制单位中，基本精度是±（1 微米/米＋0.076 微米）。例如，对一个 1 米的位移，基本精度应该是 1.076 微米；而对 10 米的位移，精度相应是 10.076 微米等等。由于激光良好的相干性，故可以测量较大的长度。干涉仪的这种精度给科学研究和工业生产提供了精密测长的能力；而这种测量以往是要靠量块和线纹尺的传递来完成的。

一般而言，优于 10^{-6} 或接近 10^{-7} 的精度对单频激光测长干涉仪是可能达到的。但是，这个精度要求测量环境必须是稳定的，材料和机械的温度必须保持在标准温度 20℃。

二、双频激光干涉仪

激光干涉发展到双频激光干涉系统的阶段，可以说对仪器的性能起了一个飞跃。它结束了仅仅在实验室使用干涉仪的时代，开始真正地将激光干涉系统应用到车间和其它实际操作场地。它使得光学和电子学更紧密地结合，甚至到了很难从仪器原理中互相分离的程度。

双频激光干涉仪，最早是休利特-帕卡德公司在七十年代初研制成功并形成商品的。

仪器主要特点是，系统已经对环境的变化不太敏感，而且电信号的操纵更加简单和可靠。这是因为处理该系统获得的交流信号要比经典激光干涉仪所使用的直流信号要容易得多。众所周知，直流信号处理通常需要直流放大器，它所存在的零点漂移问题是仪器难以适应恶劣环境，精度不易进一步提高的关键所在。而双频激光干涉仪从根本上克服了这一问题。[5]

（1）基本原理

典型的双频激光测长干涉系统的原理示于图 23-38。

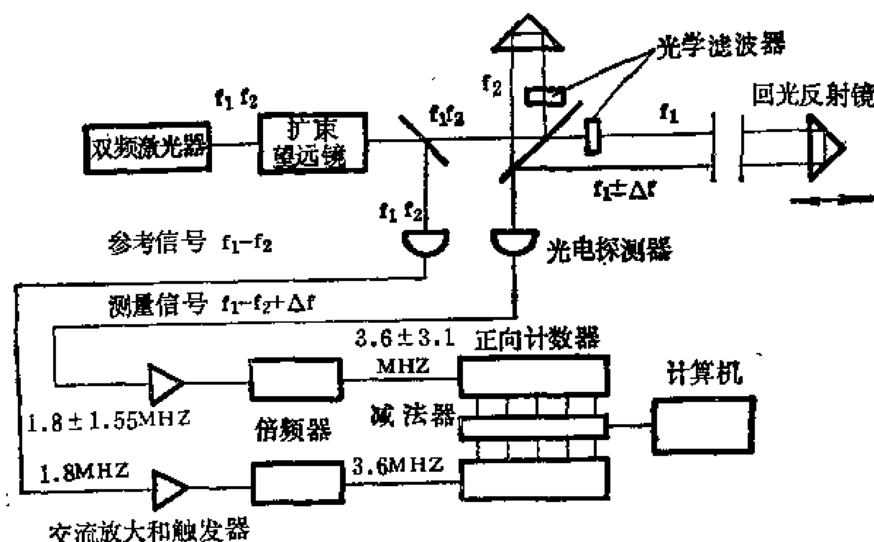


图 23-38　双频激光测长干涉系统原理

图中，干涉仪的光源是一个施加塞曼效应的单模氦-氖激光器，从而产生一束含有两个不同频率 f_1 和 f_2 的左旋和右旋圆偏振光，经过一个 $\frac{1}{4}$ 波片之后，频率为 f_1 和 f_2 的偏振方向相互垂直。其中，f_2 频率的光束由分光镜用于干涉仪的参考臂；而 f_1 频率的光束用于测量臂。当装在被测量物体上的回光反射镜移动时，将造成 f_1 频率光束的多普勒频移 Δf。这样两个频率 f_2 和 $f_1+\Delta f$ 的光束在分光镜再次汇合后形成拍频 $f_1-f_2\pm\Delta f$ 的测量信号，然后这个测量信号与拍频的参考信号 f_1-f_2 相比较，并获得拍频信号的差 Δf，这个信号与回光反射镜移动的距离成正比，而 Δf 的增加和减少就可简单地表明移动的方向。通过计算机乘上适当的变换因子，就可以以米制或英制直接显示被测距离值。

由图中显然可见，测量信号和参考信号分别具有频率 $f_1-f_2\pm\Delta f$ 和 f_1-f_2，而 $f_1-f_2\approx1.8$ 兆赫，它们经交流放大之后再倍频，这就从根本上避免了对直流信号的处理。因此不象一般单频干涉仪那样，由于零点漂移的存在而使放大倍率受到限制。所以双频激光干涉仪除了有更好的精度之外还能测更远的距离。

另外，双频激光干涉仪出射的是两个相反方向的圆偏振光，因此它没有布儒斯特窗，这是它的另一个优点。这意味着激光管是一体，可以用可靠的玻璃包封而成，具有极长的寿命。一支使用六年之久的激光管，仍能发出很强的光。

与单频激光测长干涉仪一样，双频激光干涉仪也设有影响测量结果的环境变化和热膨胀等因素进行补偿的系统。这个补偿是很容易实现的。它既可以通过手动写入适当的补偿数来实现，也可以通过自动监测大气温度、压力、湿度及工件温度等参数的自动补偿器连续地校正测量信息来实现自动补偿。

仪器采用分离式结构。也就是仪器的主要部件，激光器、平面反射镜、分光镜、回光反射镜、探测器及电路系统等都是彼此分离的。可以依不同用途，进行积木式的布置。这样的设计，一方面适用于远距离的测长，另一方面适用于综合性多功能应用。并且减少和消除了设计中热变形、死程误差、阿贝误差等问题，也简化了仪器的装配程序。

(2) 精度

双频激光干涉仪自诞生以来，其精度几乎经国际上所有重要的标准组织检验和鉴定。可以简单地这样说，它的精度建立在物质性质的基础上，在该仪器条件下，即与激光管中使用的氖原子性质有关。

通常，在适当的环境条件下，这种干涉仪可以达到 10^{-8} 的测量精度。因此，有了一台双频激光干涉仪，相当在房子里不用出门就拥有了长度计量基准。而且它比世界上其他长度基准（如 K_{86} 光源等）还要方便实惠。

(3) 应用

双频激光干涉仪附件齐全，它有很强的综合应用性能。它可以进行精密测长，用于校准的种长度基准和各种测长系统的精度；装上双角锥回光反射镜及测角附件，它可以进行分辨率达 0.1 秒的高精度和广范围的角度测量；装上渥拉斯顿棱镜及测平度附件，仪器便成与双频激光直线性干涉仪，它可以动态测定一切高精度导轨的平直度、装置的直线性和标准平面的平面度等；添加五棱镜等附件，它还能高精度检验机床和其他装置的垂直度、平行度等性能。

总之，双频激光干涉仪最重要的应用之一是进行机床的检验和校正。使用它可以检验和确定机床绝大多数的位置精度和动态性能。为了有效地控制机床，还可以把它当作一种控制的传感器。

当然利用它的基本原理，也可以进行物体的膨胀与形变，振动状况，介质的折射率等多种精密测量；在地震探测方面，可以测由于固体潮、地震波、大陆板块漂移等因素诱发的地壳形变。无怪乎有人评价双频激光干涉仪本身几乎构成一个活动的计量站。

典型的双频激光干涉仪是休利特-帕卡德公司的 5525A 和 5526A。

三、瞄准干涉仪

瞄准干涉仪是一种包含迈克尔逊型双光束干涉仪的仪器，它可以测量如 0.2 秒量级的小角度。仪器的关键零件是具有等内光程的凯斯特双象棱镜[19]。通过观测者看到的干涉花样的变化，仪器能读出反射镜绕某一轴线的轻微转动，该轴垂直于包含两支投射光线的平面。干涉花样改变是由于随着反射镜绕敏感轴旋转，两光路的相对长度发生变化。与自准直仪相似，瞄准干涉仪对反射镜绕其法线的旋转，或者是反射镜的横向或轴向位移并不敏感。典型的仪器是克尔莫金公司生产的瞄准干涉仪。通过放大和光学测微器的共同作用，它可将一个标尺单位分成如 0.02 秒这样小的增量。

(1) 基本原理

仪器的简图示于图 23-39，它既可利用白光光源，也利用单色光源。经过一个反射滤光片，从两个光源来的光线被物镜准直并入射到凯斯特棱镜，并由此以两支平行光束出射。双象棱镜由两个内角为 30-60-90 度的平面棱镜组成，并沿长直角边胶合，形成一个带有分光镜的截头棱镜。它具有这样的性质：从组合棱镜的斜边入射的光线，在棱镜内部被分光镜分

成的透射或反射的二支光的内光路相等，而且平行从棱镜出射。被垂直于它们公共轴的反射镜反射之后，两支光束按原光路返回。注意，此时有一部分返回光束由组合棱镜的上斜边出射，因而不被利用。从下斜边出射的光束才会进入我们的观察现场。这包含两支光束的输出将展示由它们相干造成的干涉图样。这样将被反射到望远镜里，为观测者所观察。仪器的内光路长度是个常数，而反射镜倾斜造成的光路变化，只是使外光路的空气层一端增长，而另一端缩短。

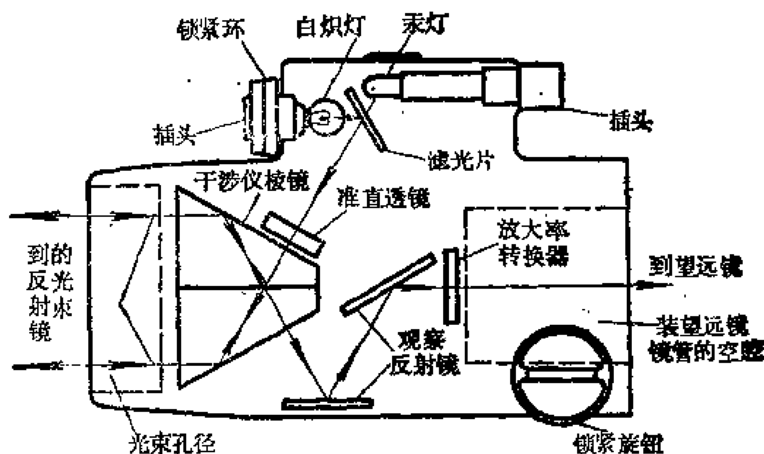


图 23-39　瞄准干涉仪

相对光路长度的变化，光束分离和反射镜倾斜的作用将使得条纹图样沿垂直于条纹线的方向移动。光束分离的程度应使反射镜倾斜 1 秒将造成汞光二分之一波长的光程差，也就是说将使干涉图样有一个条纹的位移。在这一对光束的平面内，不管反射镜法线从哪个方向偏离平行的干涉仪光束，干涉条纹图样都是收缩的。然而读数刻度始终是每秒对应一个条纹。所以，对于一个诸如 2000 秒范围的角度测量，也只是一个条纹计数问题。可以使用光电计数技术来很好解决它。

凯斯特棱镜固有的稳定性对野外操作的干涉仪十分有用。基本的测量条纹是由汞灯的单色绿光提供的。附加的小白光光源由操作人员用可变电阻控制，将产生零级消色条纹。平面反射镜和凯斯特棱镜公共边的分光镜平面之间的夹角由零级条纹唯一确定，由它提供了测量反射镜倾斜的参考点。

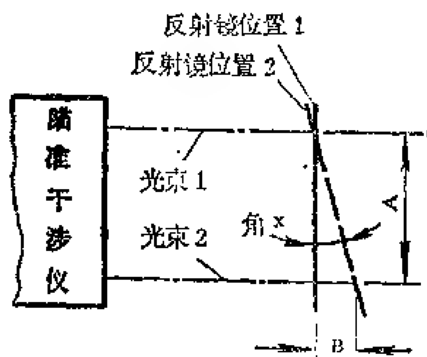


图 23-40　瞄准干涉仪的灵敏度

$$\mathrm{tg}\,\chi=\frac{B}{A}$$

式中，B 为通过一个条纹对应的半波长，故通过一个条纹有

$$\mathrm{tg}\,\chi=\frac{\lambda/2}{A}\qquad 或\qquad \chi=\mathrm{tg}^{-1}\frac{\lambda/2}{A}$$

瞄准干涉仪的灵敏度由图 23-40 所示。

(2) 应用

瞄准干涉仪比自准直仪的灵敏度和精度都高，因此在应用自准直仪的地方大多数都可以应用瞄准干涉仪。不管怎样，双光束干涉仪对某种原因造成的一支光束相对另一支光束的光路长度变化是灵敏的。因此它可以用于测量折射率差、绝对折射率和薄膜厚度。若带有辅助的夹具和组件，它还可以用于测量气体的绝对压力、球轴承和类似零件的圆球度及其他机械性质。

在所有应用中，空气中的光路应尽可能地短，因为空气的均匀性和稳定性对操作有决定性的影响。所以对空气中的光路采取某种形式的屏蔽是必要的。

(3) 精度

瞄准干涉仪的固有精度由汞灯波长的稳定性、结构的刚度和相对尺寸稳定性所决定。干

涉仪测量的是倾角的正切而不是倾角本身。只是在测量范围以内，这两者的差别才不明显。从零级条纹开始，对于2400秒，角度误差大约是0.005%。

第六节 其他计量装置

准直和角度测量这类基本计量功能也能通过其他计量装置来实现，其精度相当，甚至更好。以下简单地说明一下线性波带板、轴锥透镜和莫尔条纹装置作为这类技术的范例。

一、波带板

一个线性波带板或圆环衍射光栅被小孔照明，以小孔中心和波带板中心的连线作为参考线可以表明远距离的物相对此参考线的不准直状况。一个透射式的线性波带板，可以用带有金属膜的玻璃板通过照相复制而成。可以做成圆形波带板，也可以做成柱形波带板。其亮暗带的宽度从边缘到中心有等增量的变化。只要眼靠近轴线，不管有无目镜，均可看到由于缝衍射而产生的干涉图样。对圆形波带板，图样是同心圆环状的，对矩形波带板，图样是十字形的。物体可以相对条纹中心准直，也可以由小孔中心和物体上某点连成参考线，使波带板相对此线准直，或者测量它的偏离。若有目镜，也可起放大观察，以利对准的作用。如果提供较好的照明，圆环衍射光栅，可以代替波带板[11]。

但是使用波带板只能对空间离散点进行准直，圆环衍射光栅则可以在一定范围内用于空间连续点的准直。赫耳曼斯费尔特（1969）利用249个柱形波带板成功地对三千米长的直线加速器进行准直安装，在设置真空管道排除大气扰动影响的情况下，全长准直误差小于±0.5毫米[21]。对圆环衍射光栅，戴森（1960）制成名叫“Rodolite”的准直仪器，在6米距离上仪器达到1微米的准直精度[22]。

二、轴锥透镜

轴锥透镜是一个能把轴上点光源成象在沿轴不同位置的光学元件。最普通的轴锥透镜的两个光学表面，一面为平面；另一面是圆锥面。它也可以特殊设计，由若干球面透镜组合而成。首先由麦克劳德（1954）提出[17]，他定义的轴锥透镜为任一回转体形状。可以将它设计成折射式的，也可以是反射式的。它的成象特点是，不同带离的光线具有不同的象点位置，所以它能将轴上点光源发出的光线连续地会聚到沿轴不同位置的点上，而不象透镜那样，只会聚到轴上一点。

麦克劳德（1954）阐明：一个直径152毫米的轴锥透镜被距它30米的直径约为0.08毫米的白光光源照明，将在距它另一方30米内形成明显的亮象。十字线的定位精度可以达到0.025毫米以内。

由于轴锥透镜的上述特性，可以用它来作普通光学仪器，例如望远镜、投影仪和自准直仪的物镜。被小孔光源照明的，装有轴锥透镜做物镜的自准直仪，既可以将平行光线，也可以将一个轴线投向空间。这样不仅可以完成自准直仪的功能，而且可以完成准直望远镜的功能。重要的是它免除了对不同距离的物进行调焦，从而消除了由调焦带来瞄准轴线变化的误差[18]。

三　莫尔条纹装置

莫尔条纹是由诸如栅格或衍射光栅这样的元件，两件叠合之后产生的一种条纹。条纹相对这两个元件之间运动的灵敏度可以很高。所以莫尔条纹装置本质上是一种光放大器。现在，由于条纹电子计数器的发展，加上长光栅和图形计量光栅的复制技术日臻完善，已经使得莫尔条纹装置成为精密计量和机床自动控制的实用技术[9]。莱茨公司生产的万能工具显微镜以及奥普托公司生产的三座标测量机的测量系统几乎都采用了莫尔条纹装置。

莫尔条纹装置还可以直接用于地形轮廓测绘，即相对一个平面测绘那些以三维座标无规排列的大大小小的物体[15][16]。

第七节　测量误差分析和数据处理

一、随机误差分析的合理性

(1) 系统误差与随机误差

在理想操作条件下，光学计量仪器的示值误差可以分为系统误差和随机误差。所谓系统误差即是一个常值误差，它是包含仪器和操作者的整个系统所固有的。例如，由于两垂直轴不垂直性所引入的误差；由于两平行轴的不平行性所引入的误差；由于同心零件的不同心性所引入的误差；示值机构中由于齿轮空回造成的误差；由于标尺非线性所引入的误差等等。这类缺陷造成的误差都是系统误差。

系统误差可以通过校正和使相应数据互相补偿的办法来消除，这就是所谓的误差相消技术。例如下列措施，就是达到这一目的的。

①经纬仪类仪器的倒转及反向（倒镜技术）。

②带有度盘的仪器，采取对应直径方向的双边读数，然后取平均值。

③为了抵消标尺非线性的影响，使用标尺的不同部位读数。

④为防止死区误差和机构的空回，应探讨最后的定位，以便每一次读数总处于机构旋转的同一方向。

这样就可以把系统误差减到最小的程度，剩下的误差即是随机误差。然而随机误差的概率分布遵循正态分布。因此，允许对已经校正过系统误差的数据应用统计方法处理。

(2) 精密度和准确度

精密度表明一组数据随机误差的大小；而准确度表征其系统误差的大小。高精密度意味着具有小的随机误差，而高准确度则说明系统误差小。

精密度和准确度之间的区别可以通过步枪打靶的靶标分析来说明。高度密集的弹孔分布，那怕它们偏靶心远也表明精密度高。也就是说高精密度只表示有较小的标准差，而允许其准确度较低，也就是可以因没有瞄准好目标而造成一个常值的系统误差。另一方面，成随机分布的弹孔可以散得很开，但它们的中心正对靶心说明其准确度高，这时尽管可以有较低精密度，也就是说免除了常值的系统误差，但具有较大的标准差。当然，如果一束密集的弹孔群，其中心正对靶心，则表明既具有高准确度又具有高精密度。

二、观测和误差

(1) 误差的补偿

在非理想条件情况下，也就是说环境较为恶劣，或者操作者心情不愉快或极为疲劳。这时，误差相消技术应当仍然有效。只是根据理想条件所作的校正无效了，而且随机误差的大小将会增加。例如，温度导致的热变形就需要针对环境状况进行必要的温度校正。

这些校正和数据处理技术在任何实例中都会得到应用，而应用的繁简程度则取决于环境和需要的精度。一个经验法则建议，所有的测量校正应该比该被测参数最大允许偏差精细十倍。

对数据处理统计方法的探讨由鲍梅斯特和马克斯（1967）的手册给出[1]，而对测量精度的一般讨论，可以参见有关误差理论及数据处理的专著。

(2) 最佳估计和平均值

当系统误差已经补偿而只有随机误差存在时，算术平均值是从 n 次等精度单独测量中获得的最佳值。n 次测量得到含一个未知量的 n 个联立方程。即是

$$x = x_1 \qquad x = x_2 \qquad \cdots \qquad x = x_n$$

式中 x 是未知量。x_1，x_2，…，x_n 是第一次，第二次，…，第 n 次读数。则称算术平均值是

$$x_0 = \frac{x_1 + x_2 + \cdots + x_n}{n} \tag{23-18}$$

算术平均值与任何一个观测值的差叫做观测值的剩余误差，以 v 表示，则有

$$v_1 = x_0 - x_1 \qquad v_2 = x_0 - x_2 \qquad \cdots \qquad v_n = x_0 - x_n$$

对于一组给定的观测值，算术平均值符合确定真值 x 的最佳估计的最小二乘法准则。它要求，单个观测值与其估计值偏差的平方和小于单个观测值与其他可能值的偏差的平方和。

(3) 标准差

给定一组观测值的标准差 S 由下式得出

$$S = \sqrt{\frac{\sum_{1}^{n} v_i^2}{n}} \tag{23-19}$$

这就是观测值的剩余误差平方平均值的平方根。若仅仅考虑随机误差，观测次数 n 愈大，则子样的标准差 S 也就愈接近本体的标准差 σ。单次观测，落在下列区间的概率表示如下

$\pm 0.674\sigma$	50%
$\pm\sigma$	68.27%
$\pm 2\sigma$	95.45%
$\pm 3\sigma$	99.73%

也就是说单次观测 370 次，只有 1 次观测值是落到 $\pm 3\sigma$ 区间以外的。由于实际的原因，多用一个大小相当的子样的标准差来近似本体的标准差。在一般测量中，常常希望检查单次观测值中是否包含有随机因素造成的误差，并考查单次观测值是否落入 $\pm 3\sigma$ 的区间内。下面将给出一种估计概率误差的方法。贝塞尔公式是精确公式，彼得斯公式是近似公式，但更为常用。所谓概率误差就是其概率恰为二分之一的偏差大小，也就是说，偏差在此误差范围内

内和范围以外的概率各是二分之一。

(4) 概率误差

单个观测值的概率误差用贝塞尔公式表示为

$$r=\frac{0.6745}{(n-1)^{\frac{1}{2}}}(v_1^2+v_2^2+\cdots+v_n^2)^{\frac{1}{2}} \tag{23-20}$$

或者近似地用彼得斯公式表示为

$$r=\frac{0.8453}{[n(n-1)]^{\frac{1}{2}}}(|v_1|+|v_2|+\cdots+|v_n|) \tag{23-21}$$

注意，$|v_1|$ 表示 v_1 的绝对值，也就是对 v_1 的数值不考虑它的符号。表达式 $x=x_0\pm r$ 意味着根据单次观测真值 x 在区间 $x_0\pm r$ 以内的概率与在其外的概率相等。当然这儿的 r 是很小的。

平均值的概率误差是

$$r_0=\begin{cases}\dfrac{0.6745}{[n(n-1)]^{\frac{1}{2}}}(v_1^2+v_2^2+\cdots+v_n^2)^{\frac{1}{2}} & \text{贝塞尔公式}\\[2ex] \dfrac{0.8453}{n(n-1)^{\frac{1}{2}}}(|v_1|+|v_2|+\cdots+|v_n|) & \text{彼得斯公式}\end{cases}$$

与上述类似，表达式 $x=x_0\pm r_0$ 表明：由这一组数据可以判断真值 x 在区间 $x_0\pm r_0$ 之内的概率与在其外的概率相等。注意：$r_0=r/n^{\frac{1}{2}}$；r 和 r_0 表示相对精密度（不是准确度）。为方便起见，因子，$0.6745/(n-1)^{\frac{1}{2}}$，$0.8453/[n(n-1)]^{\frac{1}{2}}$，$0.6745/[n(n-1)]^{\frac{1}{2}}$ 和 $0.8453/n(n-1)^{\frac{1}{2}}$ 随着 n 值列于表 23-10。

作为一个查表的例子引用如下，如果使用贝塞尔公式，十个读数平均值的概率误差是 $0.0711(\Sigma v^2)^{\frac{1}{2}}$，或者是各独立读数剩余误差平方和的平方根的 0.0711 倍。如果运用彼得斯近似公式，则是 $0.0282(\Sigma|v|)$。

(5) 数据的可取性

根据上述关系计算的值可以根据剩余误差进行合理性的检查。现说明如下。

按数值大小，不考虑符号将剩余误差顺序排列，计算在数值上小于某一任意假定值 a 的剩余误差数目 y，将 y 值除以观测次数 n，将 a 值除以单次观测的概率误差 r。对各种 a 值进行处理并将结果与表 23-11 给出剩余误差的标准分布相比较。这是根据大量不同测次的观测值实验得出的。实际上，数值上小于 r 的剩余误差数目应大致等于数值上大于 r 的剩余误差数目。如果有任何大的差异，则此列观测值应当被看作是不可取的。

(6) 误差的综合

计量装置常常是以一个实际系统的形式出现的。也就是说不止一个仪器。而对每一个测定既有系统误差，也有随机误差。当单个仪器的系统误差已经消除，即系统误差已经从数据中扣除后，假定随机的剩余误差可以组合，这时为了得到整个系统误差，可以按相同的置信度通过平方和的平方根公式求出。即系统的标准差 σ_s 可以表示为

$$\sigma_s=(\sigma_1^2+\sigma_2^2+\cdots+\sigma_n^2)^{\frac{1}{2}} \tag{23-22}$$

表 23-10　计算概率误差所用的因子

	贝塞尔		彼得斯	
n	$\frac{0.6745}{(n-1)^{\frac{1}{2}}}$	$\frac{0.6745}{[n(n-1)]^{\frac{1}{2}}}$	$\frac{0.8453}{[n(n-1)]^{\frac{1}{2}}}$	$\frac{0.8453}{n(n-1)^{\frac{1}{2}}}$
2	0.6745	0.4769	0.5978	0.4227
3	0.4769	0.2754	0.3451	0.1993
4	0.3894	0.1947	0.2440	0.1220
5	0.3372	0.1508	0.1890	0.0845
6	0.3016	0.1231	0.1543	0.0630
7	0.2754	0.1041	0.1304	0.0493
8	0.2549	0.0901	0.1130	0.0399
9	0.2385	0.0795	0.0996	0.0332
10	0.2248	0.0711	0.0891	0.0282
11	0.2133	0.0643	0.0806	0.0243
12	0.2034	0.0587	0.0736	0.0212
13	0.1947	0.0540	0.0677	0.0188
14	0.1871	0.0500	0.0627	0.0167
15	0.1803	0.0465	0.0583	0.0151
16	0.1742	0.0435	0.0546	0.0136
17	0.1686	0.0409	0.0513	0.0124
18	0.1636	0.0386	0.0483	0.0114
19	0.1590	0.0365	0.0457	0.0105
20	0.1547	0.0346	0.0434	0.0097
21	0.1508	0.0329	0.0412	0.0090
22	0.1472	0.0314	0.0393	0.0084
23	0.1438	0.0300	0.0376	0.0078
24	0.1406	0.0287	0.0360	0.0073
25	0.1377	0.0275	0.0345	0.0069
26	0.1349	0.0265	0.0332	0.0065
27	0.1323	0.0255	0.0319	0.0061
28	0.1298	0.0245	0.0307	0.0058
29	0.1275	0.0237	0.0297	0.0055
30	0.1252	0.0229	0.0287	0.0052
31	0.1231	0.0221	0.0277	0.0050
32	0.1211	0.0214	0.0268	0.0047
33	0.1192	0.0208	0.0260	0.0045
34	0.1174	0.0201	0.0252	0.0043
35	0.1157	0.0196	0.0245	0.0041
36	0.1140	0.0190	0.0238	0.0040
37	0.1124	0.0185	0.0232	0.0038
38	0.1109	0.0180	0.0225	0.0037
39	0.1094	0.0175	0.0220	0.0035
40	0.1080	0.0171	0.0214	0.0034

续表

n	贝塞尔 $\frac{0.6745}{(n-1)^{1/2}}$	贝塞尔 $\frac{0.6745}{[n(n-1)]^{1/2}}$	彼得斯 $\frac{0.8453}{[n(n-1)]^{1/2}}$	彼得斯 $\frac{0.8453}{n(n-1)^{1/2}}$
45	0.1017	0.0152	0.0190	0.0028
50	0.0964	0.0136	0.0171	0.0024
55	0.0918	0.0124	0.0155	0.0021
60	0.0878	0.0113	0.0142	0.0018
65	0.0843	0.0105	0.0131	0.0016
70	0.0812	0.0097	0.0122	0.0015
75	0.0784	0.0091	0.0113	0.0013
80	0.0759	0.0085	0.0106	0.0012
85	0.0736	0.0080	0.0100	0.0011
90	0.0715	0.0075	0.0094	0.0010
95	0.0696	0.0071	0.0089	0.0009
100	0.0678	0.0068	0.0085	0.0008

表 23-11　剩余误差的标准分布

$\frac{a}{r}$	$\frac{y}{n}$	误差	$\frac{a}{r}$	$\frac{y}{n}$	误差
0.0	0.000	54	2.5	0.908	13
0.1	0.054	53	2.6	0.921	10
0.2	0.107	53	2.7	0.931	10
0.3	0.160	53	2.8	0.941	9
0.4	0.213	51	2.9	0.950	7
0.5	0.264	50	3.0	0.957	6
0.6	0.314	49	3.1	0.963	6
0.7	0.363	48	3.2	0.969	5
0.8	0.411	45	3.3	0.974	4
0.9	0.456	44	3.4	0.978	4
1.0	0.500	42	3.5	0.982	3
1.1	0.542	40	3.6	0.985	2
1.2	0.582	37	3.7	0.987	3
1.3	0.619	36	3.8	0.990	1
1.4	0.655	33	3.9	0.991	2
1.5	0.688	31	4.0	0.993	6
1.6	0.719	29	5.0	0.999	
1.7	0.748	27			
1.8	0.775	25			
1.9	0.800	23			
2.0	0.823	20			
2.1	0.843	19			
2.2	0.862	17			
2.3	0.879	16			
2.4	0.895	13			

注：a——任何正值；y——数值上小于 a 的剩余误差个数；r——次观测的概率误差；n——观测次数。

公式只能在等精度测量中应用，如果不等精度，则各项标准差应加上不同的权因子。当子样的容量较大，即测量次数较大时，可以用子样的标准差 s 代替本体的标准差 σ。最后应当指出的是，系统的标准差 σ_s 也将具有 σ 所表示的同样的置信度。

参 考 文 献

[1] Baumeister, T. and L. S. Marks, Standard Handbook for Mechanical Engineers, 7th ed. , McGraw-Hill, New York (1967) .

[2] Juran, J. M. (ed.) , Quality Control Handbook, 2d ed., McGraw-Hill, New York (1962) .

[3] 哈尔滨工业大学编，长度计量手册，科学出版社 (1978) .

[4] Baird, B. A., Engineering Measurements, Wiley, New York (1964) .

[5] Arecchi, F. T. (ed.), Coherent Optical Engineering, North-Holland, New York (1977) .

[6] Kingslake, R., Applied Optics and Optical Engineering, Academic, New York (1965) .

[7] Kissam, P., Optical Tooling, McGraw-Hill, New York (1962) .

[8] 稽钧生等，光学工具技术，国防工业出版社 (1976) .

[9] Oster, G., Science of Moire Patterns, Edmund Scientific Co., Barrington, N. J. (1969) .

[10] Beers, y., Introduction to the Theory of Error, Addison-wesley, Reading Mass (1962) .

[11] Dyson, J., Circular Diffraction Gratings as Alignment Devices, in P. Mollet (ed.), Optics in Metrology, Pergamon, New York (1960) .

[12] Van Heel, A. C. S., Modern Alignment Devices, in E. wolf (ed.) , Progress in Optics, I.

[13] Van Heel, A. C. S., *J. O. S. A.*, 40, 809 (1950) .

[14] Optical Alignment (Basic), NASA Publ. PB 183592 (1969) .

[15] Takasaki, H., *Applied Optics*, 9, 1457 (1970)

[16] Meadows, D. M. etc., *Applied Optics*, 9. 942 (1970) .

[17] McLeod, J. H., *J. O. S. A.*, 44, 592 (1954) .

[18] McLeod. J. H., *J. O. S. A.*, 50, 166 (1960)

[19] Lovins, G. H., *Applied Optics*, 3, 883 (1964) .

[20] Minkowitz, S., *Optical Spectra*, May-June (1968) .

[21] Herrmanosfeldt, W. B. etc., *Applied Optics*, 7, 995 (1969).

[22] Dyson, J. etc., *Int. J. Mach. Tool Des. Res.*, 2, 201 (1962) .

第二十四章　光学材料

光学材料可定义为那些与光相互作用的材料。它所包括的材料范围非常广，由于篇幅所限，这里主要收集了用作透镜、窗口、光纤、光学胶粘剂、反射镜以及辐射测量或光度标准等的各种材料。不包括那些摄影胶片、光辐射变换、偏振、旋光、调制、声光、磁光等功能材料，也未包括空气和其它的气体材料。

第一节　特种晶体和玻璃

本节主要讲述用于红外和紫外光谱区域的材料特性以及在可见光区域中特殊用途的材料的各种特性。

一、吸收、反射和透射

由图 24-1 可见，当一束光线入射到一个平面平行板材料上时，一部分被反射，一部分被吸收，还有一部分透射过去。

通常，光线可在介面之间被多次反射。如果考虑到所有这些光线，则有

$$I_0 = I_R + I_A + I_T \tag{24-1}$$

$$1 = \frac{I_R}{I_0} + \frac{I_A}{I_0} + \frac{I_T}{I_0} = \rho + \alpha + \tau \tag{24-2}$$

式中　I_0——入射光通量密度；

I_R——反射光通量密度；

I_A——吸收光通量密度；

I_T——透射光通量密度；

ρ——光的反射率；

α——光的吸收率；

τ——光的透射率。

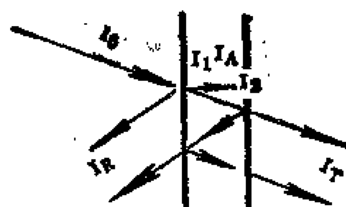


图 24-1　投射到一个平行平面的平板材料上的光的反射、吸收和透射

这里 τ 是指外透射率，这是一个可以直接测定的量。如果样品只有吸收和反射而没有散射，则 I_1 和 I_2 之间的关系就是指数关系

$$\frac{I_2}{I_1} = \tau_{int} = e^{-\alpha x} \tag{24-3}$$

式中　α——吸收率；

x——样品厚度；

τ_{int}——内透射率。

由此我们可以得到

$$\tau = \frac{(1-\rho)^2 e^{-\alpha x}}{1-\rho^2 e^{-2\alpha x}} \tag{24-4}$$

当一平面波垂直入射到一个镜平面和光吸收的表面上时，其反射率可由菲涅耳式表示

$$\rho=\left(\frac{n-iK-1}{n-iK+1}\right) \tag{24-5}$$

式中　K——消光系数$=4\pi\alpha/n\lambda_0=4\pi\alpha/\lambda$；

λ——光在介质中的波长；

n——介质的折射率；

λ_0——真空中光的波长。

互相代入这些等式可以导出多种表达式。本章中给出的透射率数据，除少数特别指出是内透射率外，通常都是指外透射率。吸收率数据即是上述式子中的 α 值。消光系数是按上面定义确定的值，而不是由下式决定的量

$$\tilde{n}=n(1-iK) \tag{24-6}$$

由于不同样品的性能有差别，所以给出的数据是有代表性的，但通常都是由单个样品取得的。

外透射率数据，通常是用双光束分光光度计实验测定的，或用单光束分光仪经过校准后的数据。光吸收率通常是通过测定两个样品的透射率而算出的。对于两个样品，则有

$$\tau_1=\frac{(1-\rho_1)^2e^{-\alpha_1x_1}}{1-\rho_1^2e^{-2\alpha_1x_1}} \tag{24-7}$$

$$\tau_2=\frac{(1-\rho_2)^2e^{-\alpha_2x_2}}{1-\rho_2^2e^{-2\alpha_2x_2}} \tag{24-8}$$

如果两个样品的反射率和吸收率相同，即$\rho_1=\rho_2$ 和 $\alpha_1=\alpha_2$，并且

$$\frac{1-\rho^2e^{-2\alpha x_2}}{1-\rho^2e^{-2\alpha x_1}}\approx1$$

则有

$$\alpha=\frac{\ln\tau_1-\ln\tau_2}{x_1-x_2} \tag{24-9}$$

获得光吸收率的一个更精确的方法是通过测定样品的辐射率。由麦克马洪公式[1]，样品的辐射率可表示为

$$\in^*=\frac{(1-\rho)(1-\tau_{int})}{1+\rho\tau_{int}} \tag{24-10}$$

当 α 小的时候可得

$$\alpha=\frac{\in^*}{x} \tag{24-11}$$

由此式，辐射率除以样品厚度即可求得光吸收率。

还有一种测定方法，虽然本章的数据不是按此法测定的。这是根据样品被一单束激光照射时，样品的温度升高与吸收的能量、导热系数、对流损失以及样品的辐射有关而确定的。这种方法特别适用于短时间强入射光的情况。

二、折射率

对于透明介质来说，折射率可简单的表示成真空中的光速 C 与介质中的光速 v之比

$$n=\frac{C}{v} \tag{24-12}$$

而相对折射率是一个介质的折射率对另一个介质的折射率之比。例如

$$n_{rel}=\frac{n_{mat}}{n_{air}} \tag{24-13}$$

式中　n_{rel}——材料对于空气的相对折射率；

n_{mat}——材料的折射率；

n_{air}——空气的折射率。

本章给出的折射率数据全部都是指的材料对空气的相对折射率。绝大多数折射率 n 值是用最小偏向角法测定的，并且精确到第五位小数。当然材料特性因样品的不同而不同，所以给出的数据仅是有代表性的。

对于各向异性材料来说，数据是对于晶体主方向测出的。折射率随温度的变化数据，有些取自不同温度下的折射率测定值，而有些是用干涉法测量的。

色散曲线通常是将数据代入科希、塞耳迈耶尔或赫尔茨贝格公式而求得。一般地是采用最小二乘法。

图 24-2 —图 24-182 各图分别给出了各种特种光学材料的透射率、辐射率、吸收系数、反射率、折射率等光谱特性。

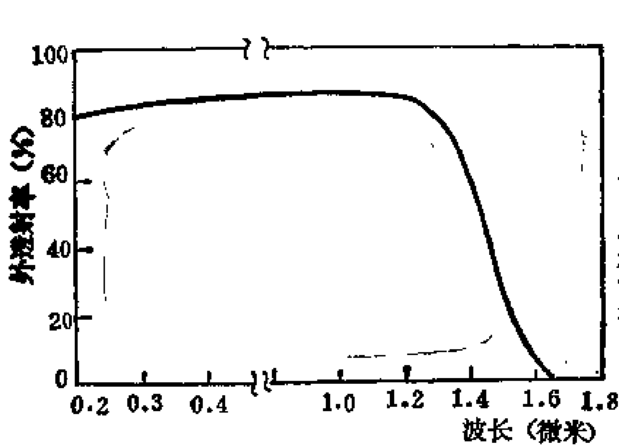


图 24-2　磷酸二氢铵的透射光谱曲线。图中短波部分样品厚度为 1.6 毫米；长波部分样品厚为 7.8 毫米[2]。

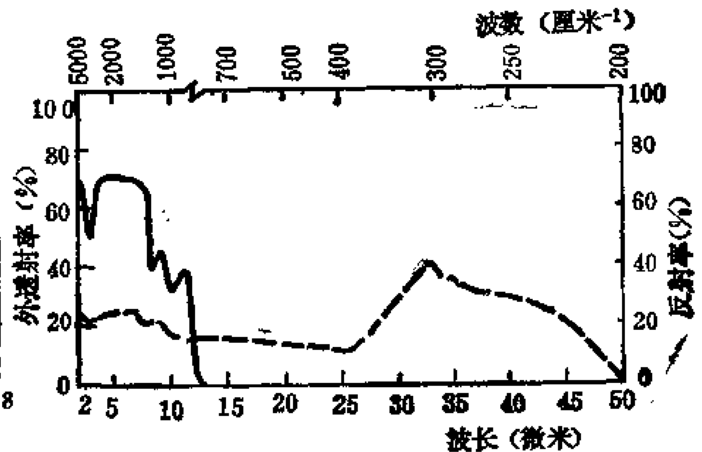


图 24-3　三硫化砷玻璃的透射曲线（实线）和反射曲线（虚线），样品厚度5毫米[3]。

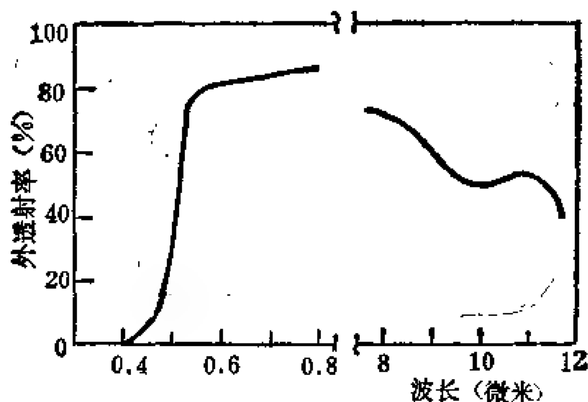


图 24-4　三硫化砷玻璃的透射曲线。长波部分样品厚度为 5 毫米[4]。

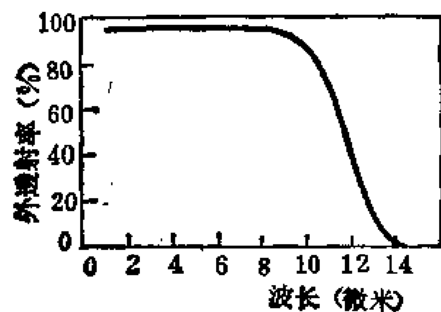


图 24-5　氟化钡的透射曲线。样品厚度为 9.1毫米[5]。

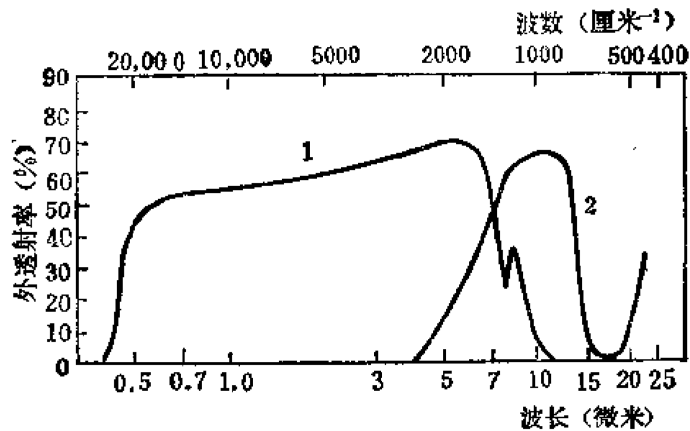


图 24-6　钛酸钡的透射曲线。曲线 1 是厚度为 0.25 毫米的晶体的曲线，曲线 2 是厚度为 10 毫米的粉末的曲线[6]。

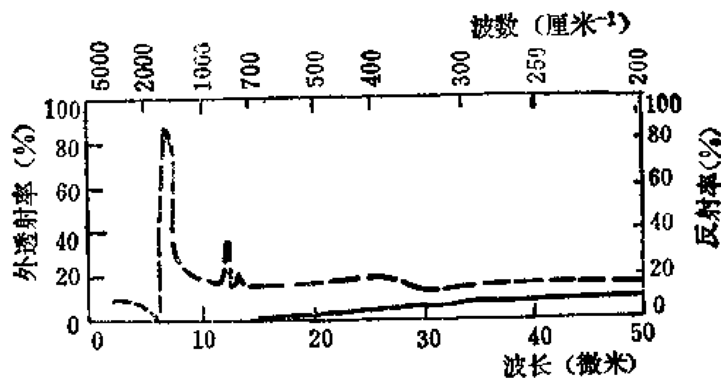


图 24-7　氮化硼的透射曲线（实线）和反射曲线（虚线），样品厚度为 6.0 毫米

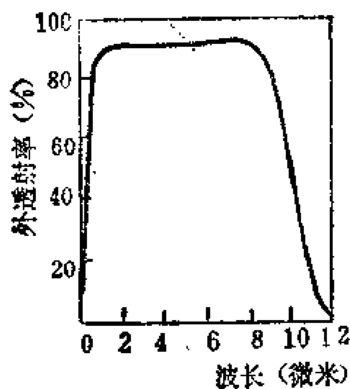


图 24-8　氟化镉的透射曲线。样品厚度为5.0毫米[7]。

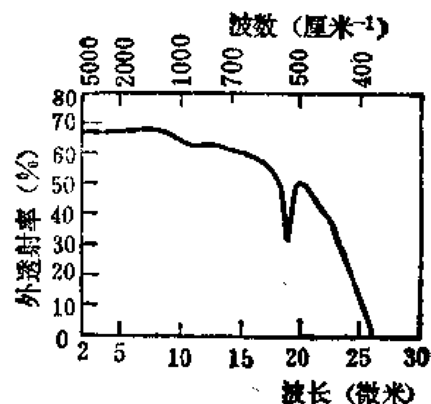


图 24-9　硒化镉的透射曲线。样品厚度 1.67 毫米[8]。

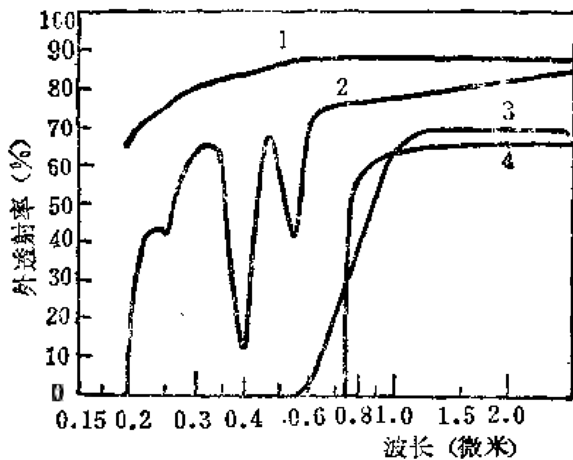


图 24-10　1是蓝宝石的透射曲线，样品厚度为8.0毫米；2是红宝石的透射曲线。样品厚度为6.1毫米；3是硫化砷玻璃的透射曲线。样品厚度为5.0毫米；4是硒化镉的透射曲线。样品厚度为1.07毫米[9]。

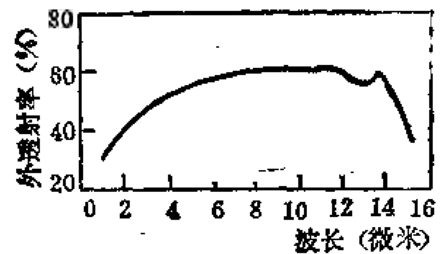


图24-11　硫化镉的透射曲线。样品厚度为3.9毫米。在13微米左右的曲线下凹可能是杂质吸收。从6—2微米的逐渐减小是由于样品抛光不良引起的散射所致。

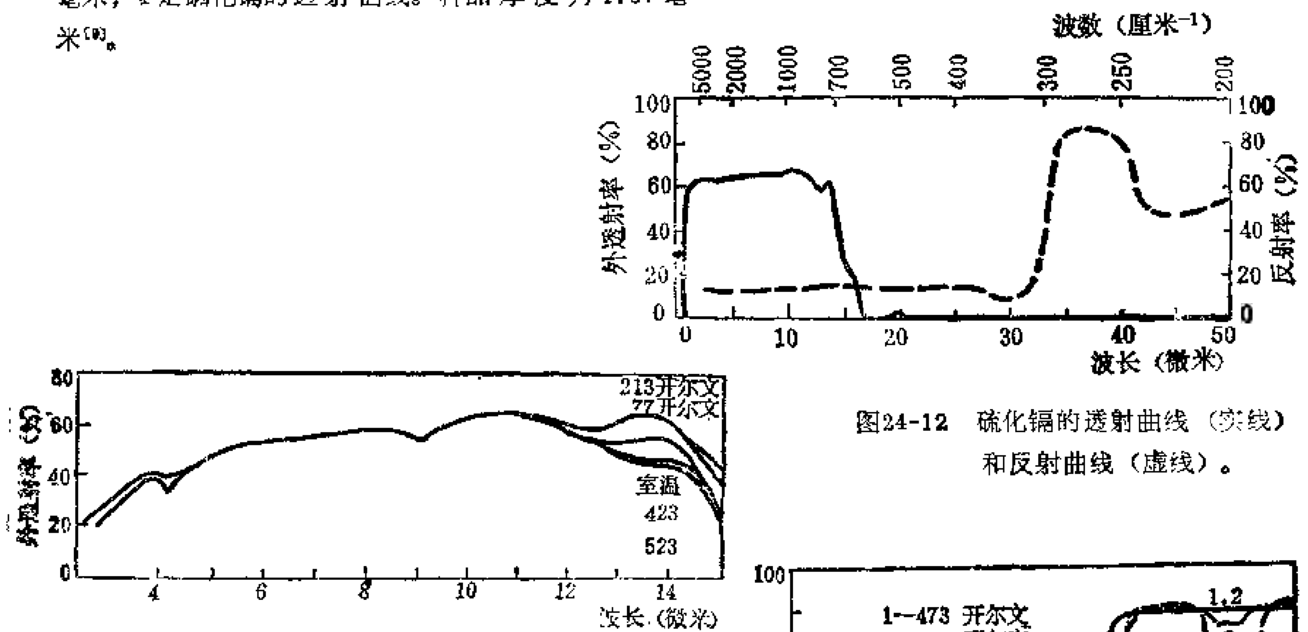


图24-12　硫化镉的透射曲线（实线）和反射曲线（虚线）。

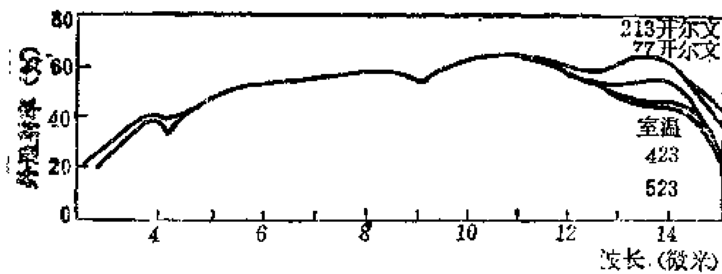


图24-13　热压硫化镉在不同温度下的透射曲线[10]

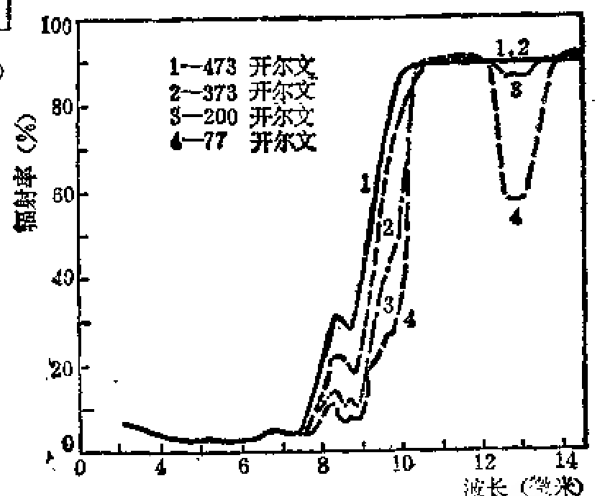


图 24-14　硫化镉在77，200，373以及473开尔文温度时的光谱辐射曲线，样品厚度为5.1毫米[11]。

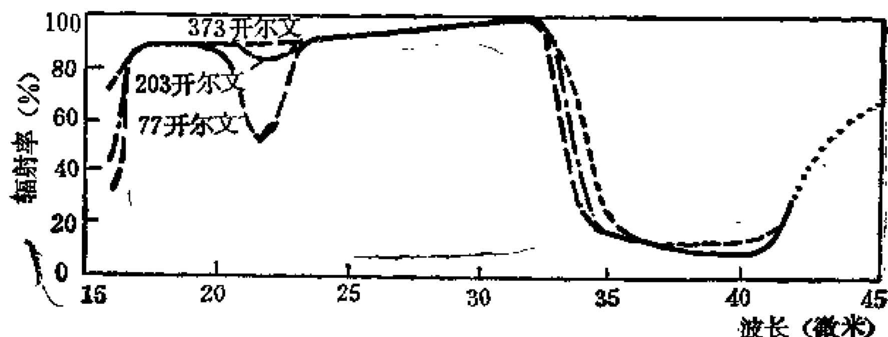


图24-15 硫化镉在77，203以及373开尔文温度时的光谱辐射曲线，样品厚度为5.1毫米

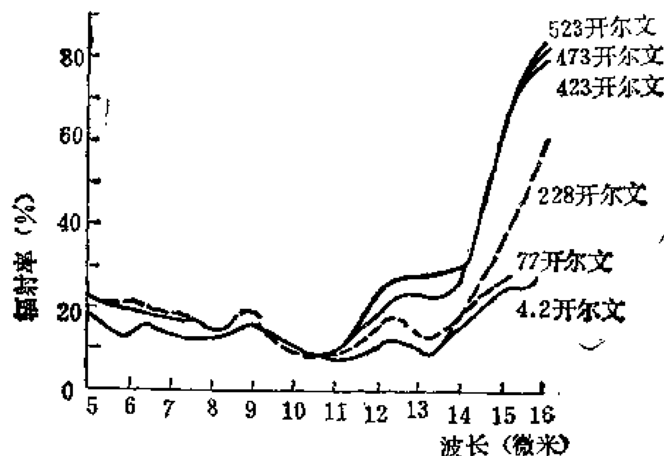


图24-17 高电阻碲化镉在300和8开尔文温度时的透射曲线。样品厚度为2.26毫米。电阻率为0.35兆欧·厘米的经光学抛光的[111]单晶片样品[12]。

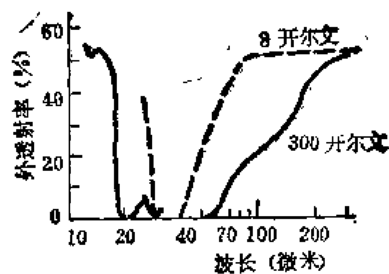


图24-16 热压硫化镉在不同温度下的辐射曲线，样品厚度为4.01毫米

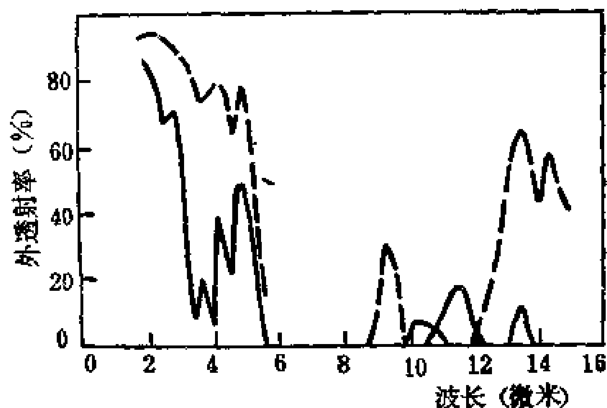


图24-18 方解石的透射曲线。实线是寻常光线；虚线是非常光线。样品厚度为1毫米[13]。

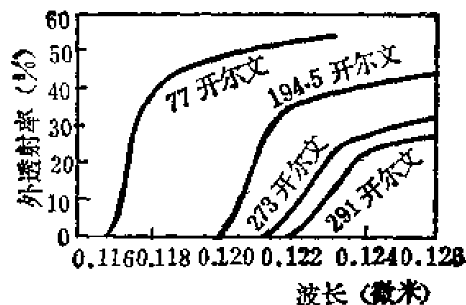


图24-19 不同温度下解理的氟化钙晶体的紫外透射曲线，样品厚度为0.71毫米[14]。

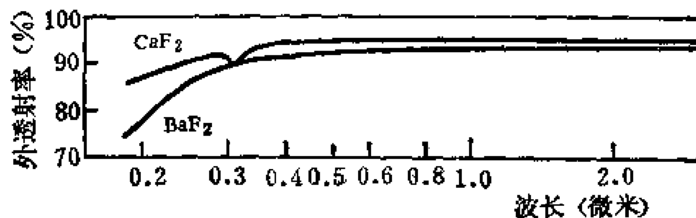


图24-20 氟化钙和氟化钡的透射曲线（短波部分）

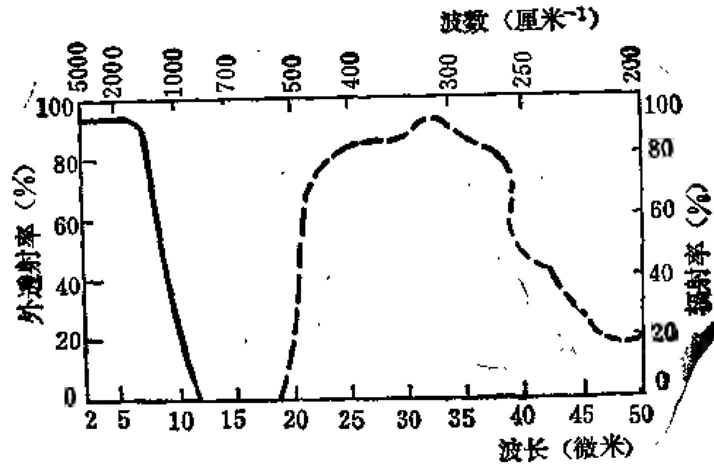


图 24-21　氟化钙的透射曲线（实线）和反射曲线（虚线），样品厚度 5 毫米[9]

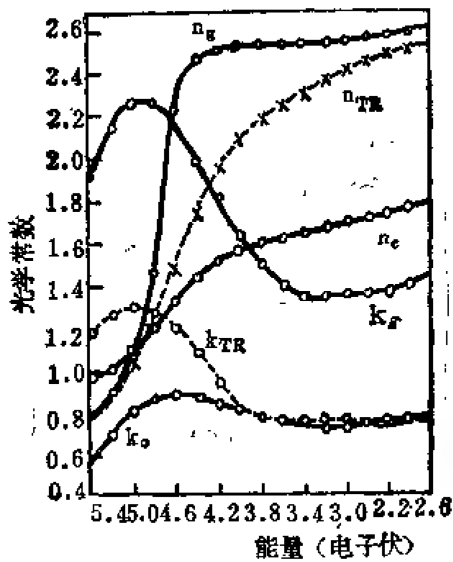


图 24-22　玻璃态碳、石墨以及蒸镀的碳箔的光学常数，n_g，k_g 是石墨的；n_c，k_c 是玻璃态碳的；n_{TR}，k_{TR} 是另一组实验结果。实线指碳箔[15]。

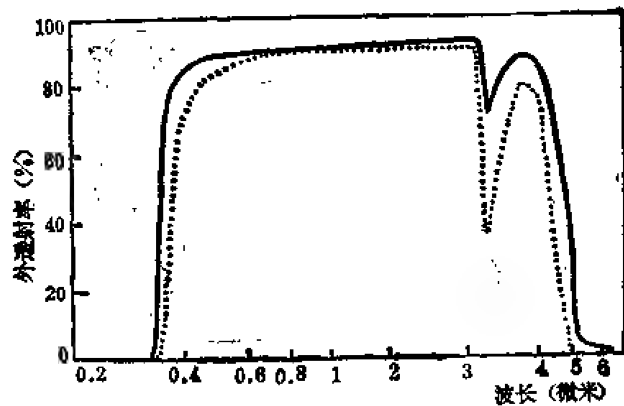


图 24-23　C-101 型维他玻璃陶瓷材料的透射曲线。实线的样品厚度为 0.29 毫米，虚线的样品厚度为 1.13毫米[16]。

注：维他玻璃陶瓷材料的制造是首先将一定配合料熔化成玻璃并成形成所需形状的块，然后再经过一定的热处理工艺处理使玻璃转变成无孔隙的多晶材料。

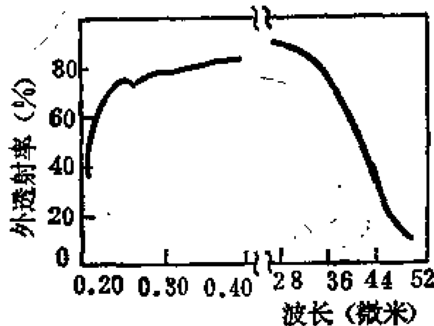


图 24-24　溴化铯的透射曲线。短波部分样品的厚度为5 毫米；长波部分样品的厚度为 5.10 毫米[17]。

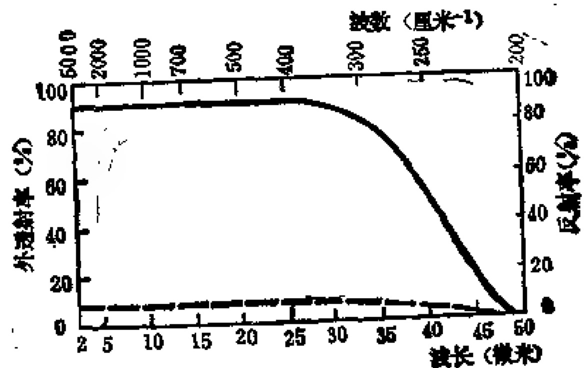


图 24-25　溴化铯的透射曲线（实线）和反射曲线（虚线）。样品厚度为 10 毫米[18]。

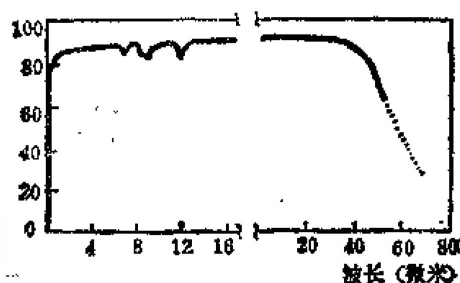


图 24-26 碘化铯的透射曲线。短波部分样品厚度为3毫米，长波部分样品厚度为5毫米。[19—21]

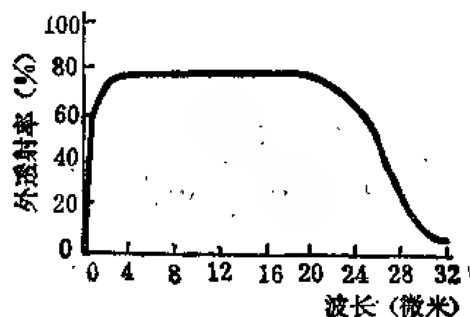


图 24-27 溴化铜的透射曲线。样品厚度为2.92毫米。

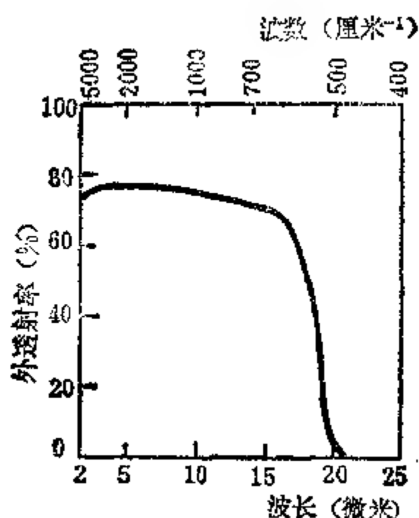


图 24-28 氯化亚铜的透射曲线。样品厚度为9.1毫米[23]

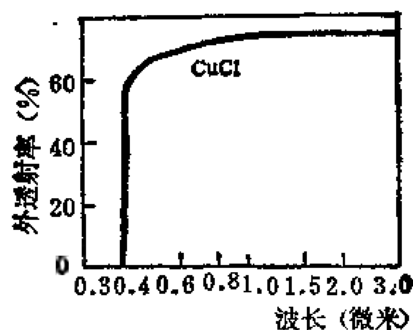


图 24-29 氯化亚铜的透射曲线。样品厚度 9.1 毫米[24]。

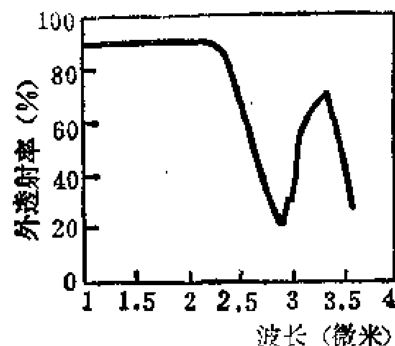


图 24-30 晶体石英寻常光线的透射曲线。样品厚度为 10 毫米[25]。

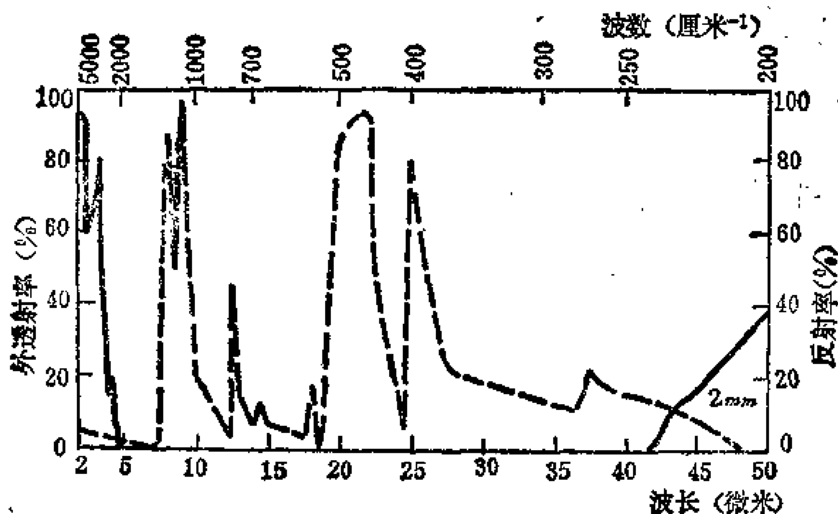


图 24-31 石英的透射曲线（实线）和反射曲线（虚线）[3]。

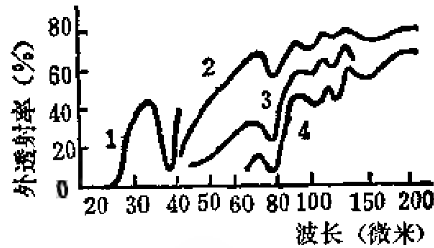


图 24-32 石英的透射曲线。曲线 1 的样品厚度为 0.1 毫米，垂直于光轴；曲线 2 的样品厚度为 1.03毫米，平行于光轴；曲线 3 的样品厚度为 3.49 毫米，垂直于光轴，曲线 4 的样品厚度为 6.05毫米，垂直于光轴[26]。

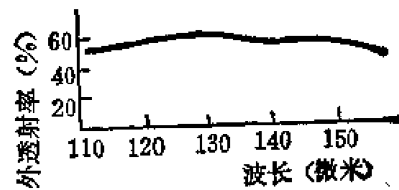


图 24-33 石英的透射曲线，样品厚度 0.6 毫米[27]。

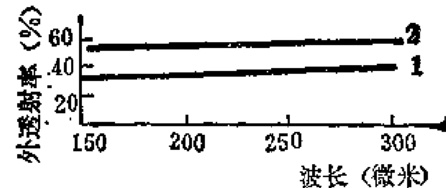


图 24-34 石英的透射曲线，曲线 1 的样品厚度为 25 毫米，曲线 2 的样品厚度为 0.6 毫米[27]。

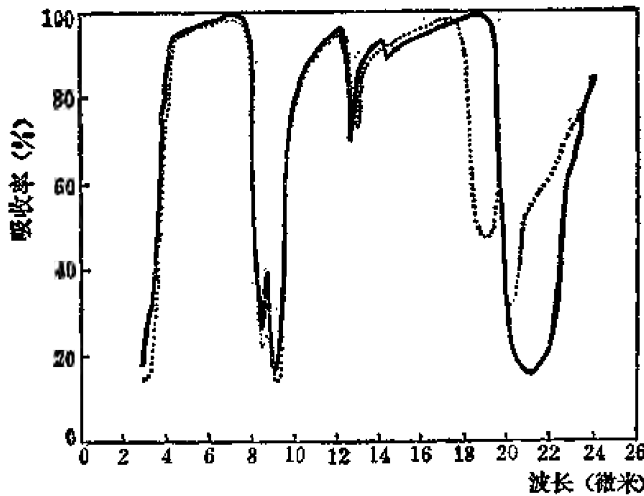


图 24-35 晶体石英在 100°C 时的光谱吸收曲线。实线是寻常光线的，点线是非常光线的[28]。

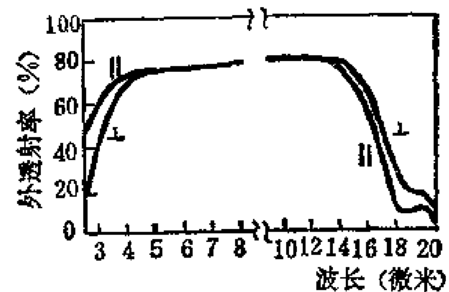


图24-37 氯化铜铯的透射曲线，样品厚度 1.85 毫米。⊥是寻常光线，//是非常光线[33]。

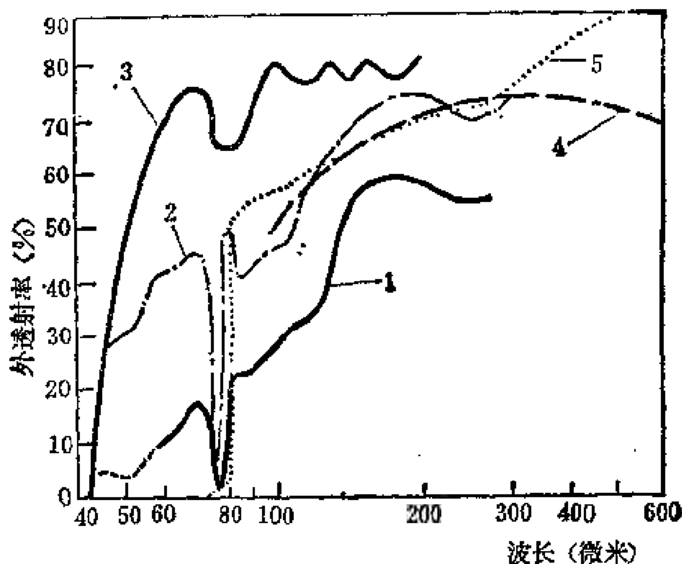


图 24-36 晶体石英的透射曲线。曲线 1 的样品厚度 5 毫米。温度 20°C；曲线2的样品厚度 5 毫米，温度 175°C；曲线 3 的样品厚度 1 毫米；曲线4的样品厚度 4.5 毫米，曲线 5 的样品厚度 5 毫米[29—32]。

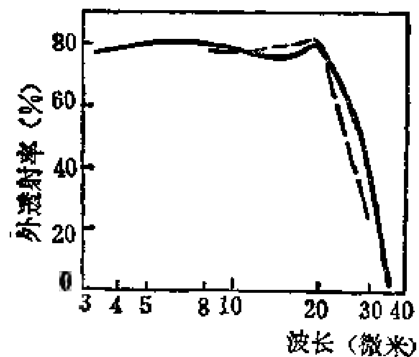


图 24-38 氯化铜（I）在 300 开尔文时的透射曲线。实线样品厚度为 60 微米，虚线样品厚度 200微米[34]。

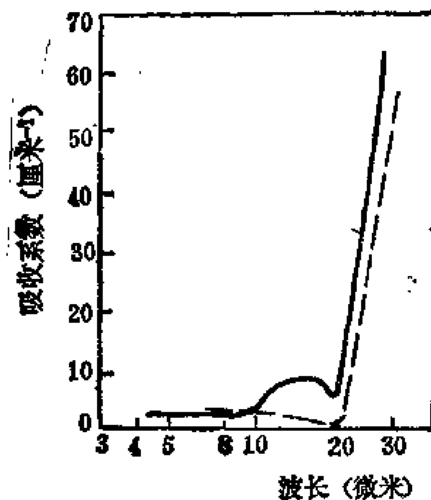
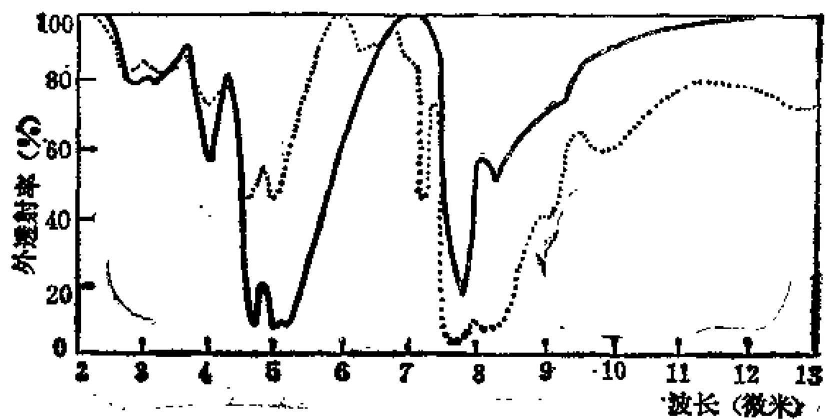
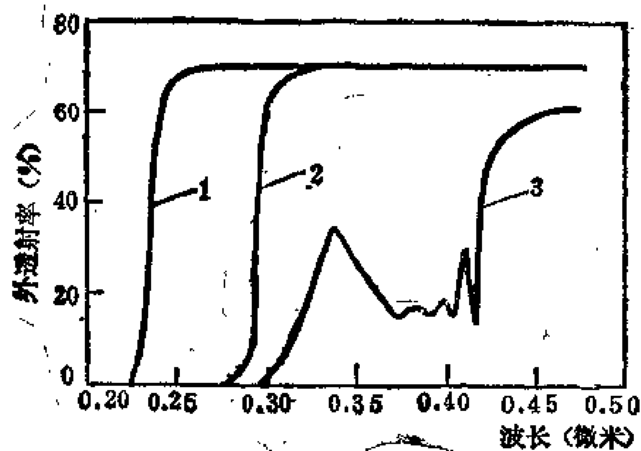


图 24-39　氯化铜（I）在 300 开尔文时的吸收系数曲线。实线样品厚度是 90 微米，虚线样品厚度是200 微米[34]。



(a)



(b)

图 24-40　(*a*) 两种类型金刚石的透射曲线。点线是 CM 71 的中红外透射，实线是 SLO 44 P 2 的强红外 I。

(*b*) 三种类型金刚石的透射曲线。1 是 BP-2（紫外II），2是 M-4（弱紫外），3是SLF 127（中紫外I）[35]。

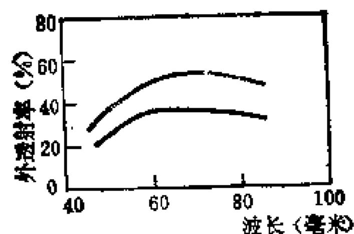


图 24-41　两种厚度的金刚石的透射曲线。上面曲线的样品厚度 1.677 毫米；下面曲线的样品厚 2.438 毫米。图 24-40 和图24-41 是金刚石在三个不同的光谱区的透射曲线[36]。

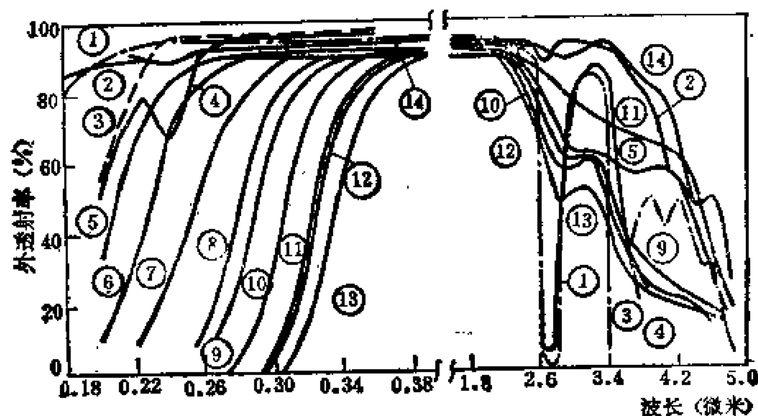


图 24-42　一些透紫外和透红外玻璃的透射曲线。①熔凝硅石；②晶体石英；③熔凝石英；④光学玻璃；⑤科宁 7910；玻璃⑥科宁 7941 玻璃⑦科宁9702玻璃；⑧科宁9700玻璃；⑨科宁*Corex D*玻璃；⑩科宁7740玻璃（化学派勒克斯玻璃）；⑪铅玻璃；⑫石灰玻璃；⑬科宁7720玻璃（襄耐克斯玻璃）；⑭熔石英[1,36]。

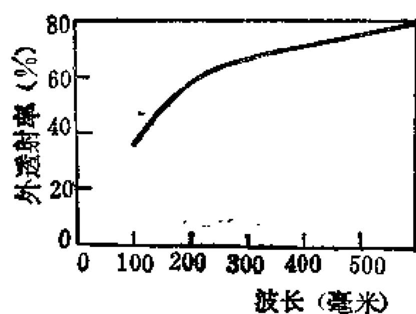


图 24-43　熔石英的透射曲线。样品厚度 0.56 毫米[31]。

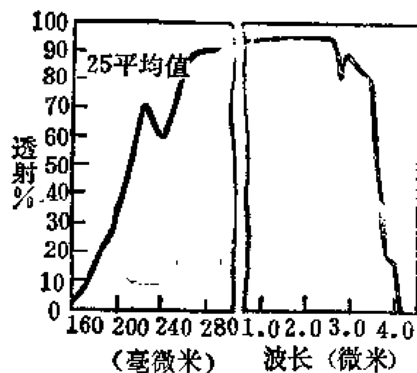


图 24-44　通用电气公司生产的 125 型熔石英的紫外和红外透射曲线。样品厚度为1 厘米。此曲线可供计算表面反射损失[39]。

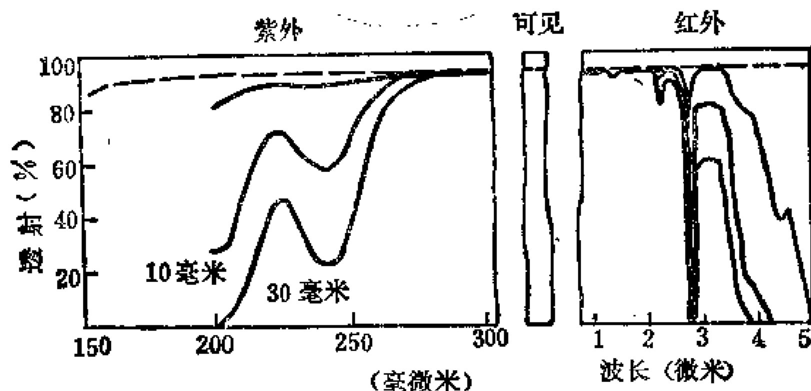


图 24-45　熔石英的紫外、可见和红外射透曲线。样品厚度 1 厘米[40]。

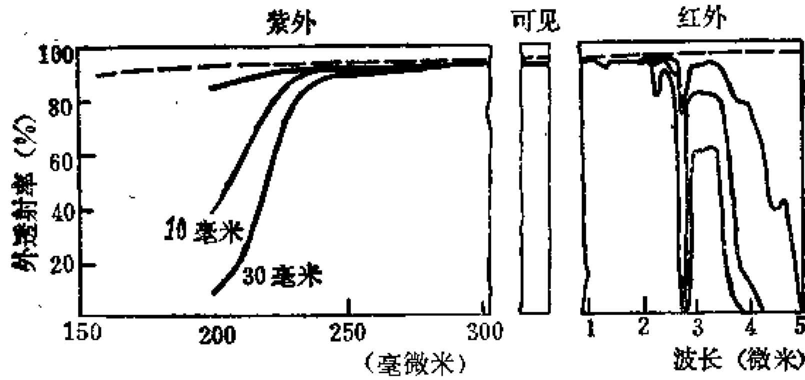


图24-46　熔凝石英的紫外、可见和红外透射曲线。样品厚度1厘米。

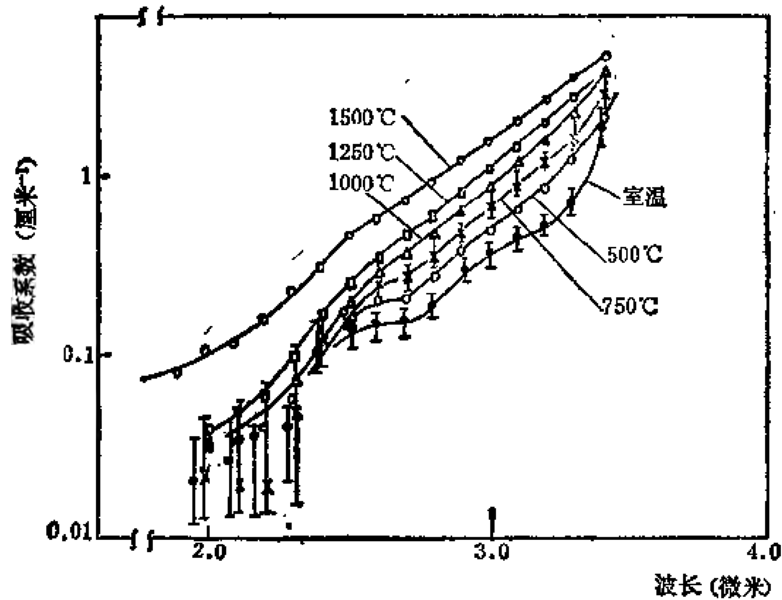


图24-47　科宁高硅硼透红外玻璃7905（96%氧化硅）的红外吸收系数曲线。样品厚度0.953厘米。实心记号●为25℃时的值；记号△是1000℃时的值[41]。

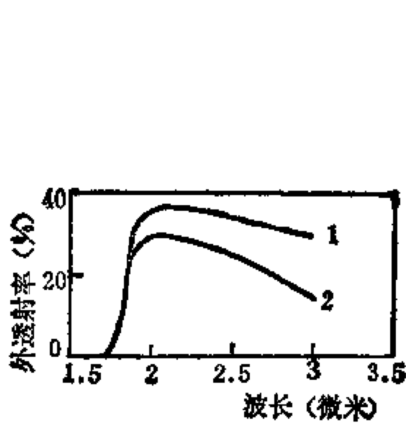


图24-48　锑化镓的透射曲线。曲线1的样品厚度0.33毫米；曲线2的样品厚度0.66毫米。

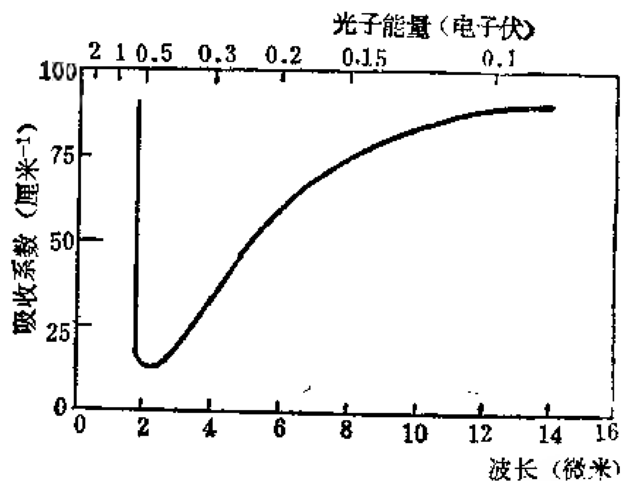


图24-49　锑化镓的吸收系数曲线，其电阻率为0.08欧姆·厘米。显然在被测样品中有相当多的杂质存在[42]。

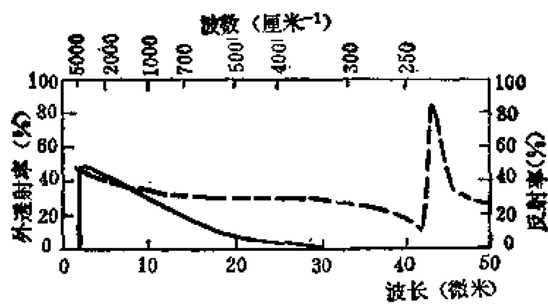


图 24-50 锑化镓的透射曲线（实线）和反射曲线（虚线）。样品厚度 0.5 毫米。

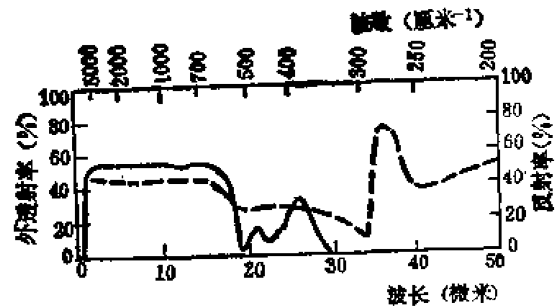


图 24-51 砷化镓的透射曲线(实线)和反射曲线(虚线),样品厚度 0.5 毫米

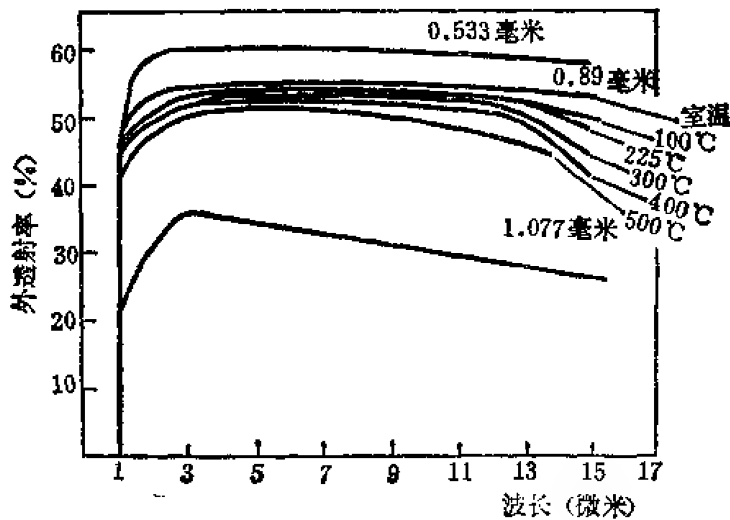


图 24-52 砷化镓在不同温度和厚度下的透射曲线[41]

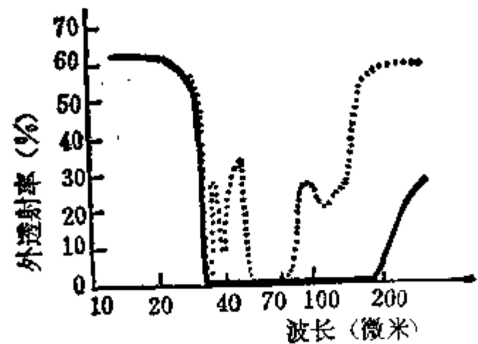


图 24-53 高电阻砷化镓的远红外透射曲线。实线是 300 开尔文时的。点线是 8 开尔文时的（测量值）。样品是[110]单晶平板平面，经过光学抛光，厚度是2.56毫米，电阻率是 0.85 兆欧·厘米[12]。

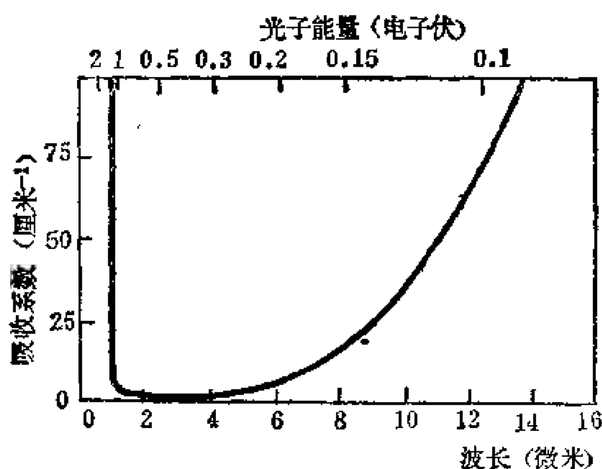


图 24-54 砷化镓的吸收系数曲线。其电阻率为1兆欧·厘米。显然在被测样品中有相当多的杂质存在[42]。

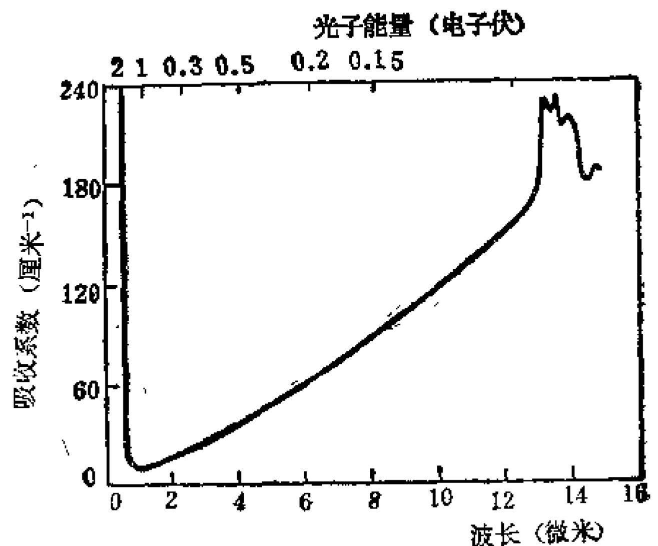


图 24-55 磷化镓的吸收系数曲线。样品含有杂质[42]

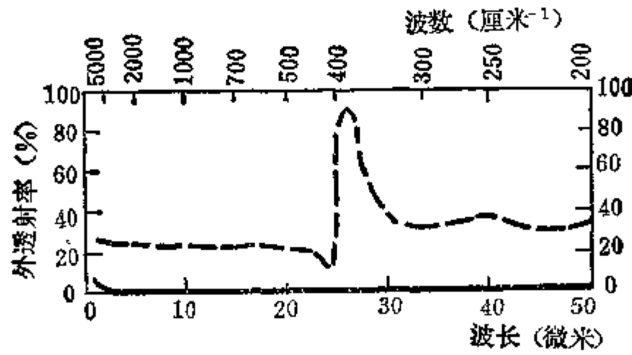


图 24-56　磷化镓的透射曲线（实线）和反射曲线（虚线），样品厚度 1.0 毫米。

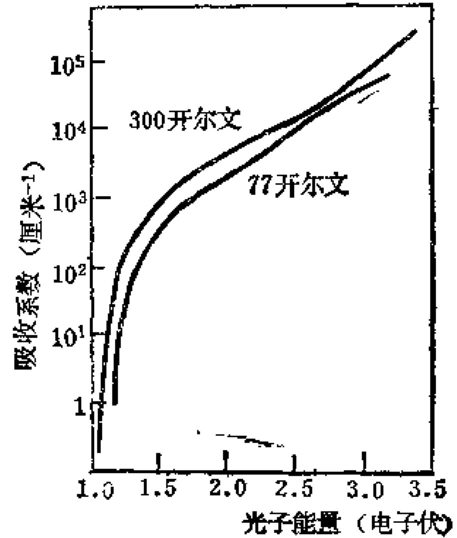


图 24-57　锗的本征吸收[44]

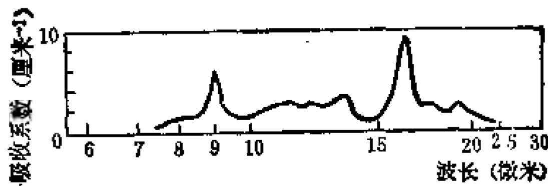


图 24-58　锗的晶格振动吸收[45, 46]

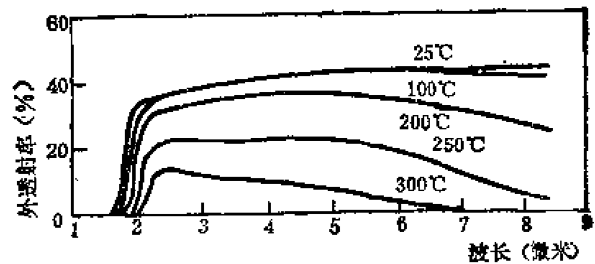


图 24-59　锗在不同温度下的透射曲线。样品厚度为1.15毫米，电阻率为 30 欧姆·厘米[5]。

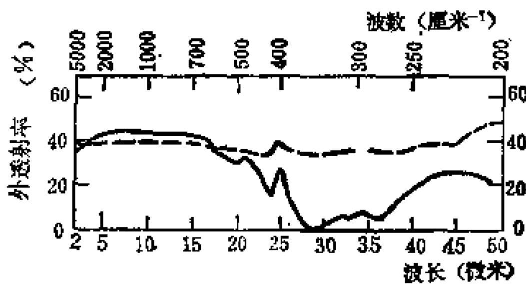


图 24-60　锗的透射曲线（实线）和反射曲线。（虚线）样品厚度 1.6 毫米[3]。



图24-61　锑化铟的透射曲线（实线）和反射曲线（虚线），样品厚度 1.0 毫米。

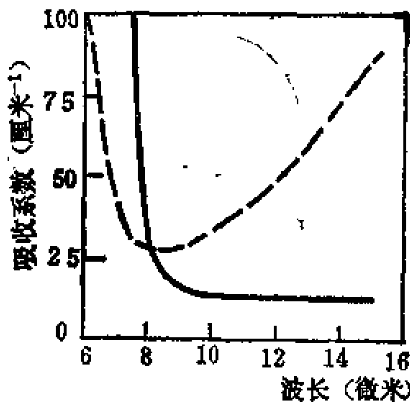


图 24-62　锑化铟的吸收系数曲线。实线是“纯的”，电阻率 2 厘欧·厘米；虚线是“有杂质的”，电阻率 1 厘欧·厘米[42]。

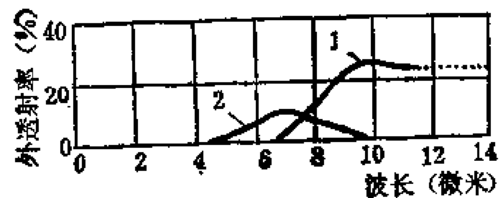


图 24-63　锑化铟的透射曲线。样品厚度 0.176毫米。1 样品的电阻率7毫欧·厘米。2 样品的电阻率0.25毫欧·厘米[41]。

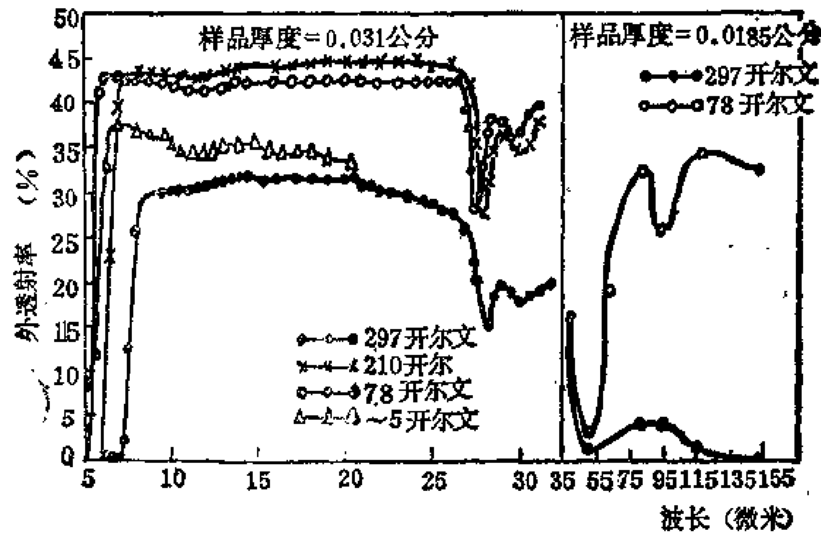


图 24-64　锑化铟在 5、78、210和297开尔文时的透射曲线[48]

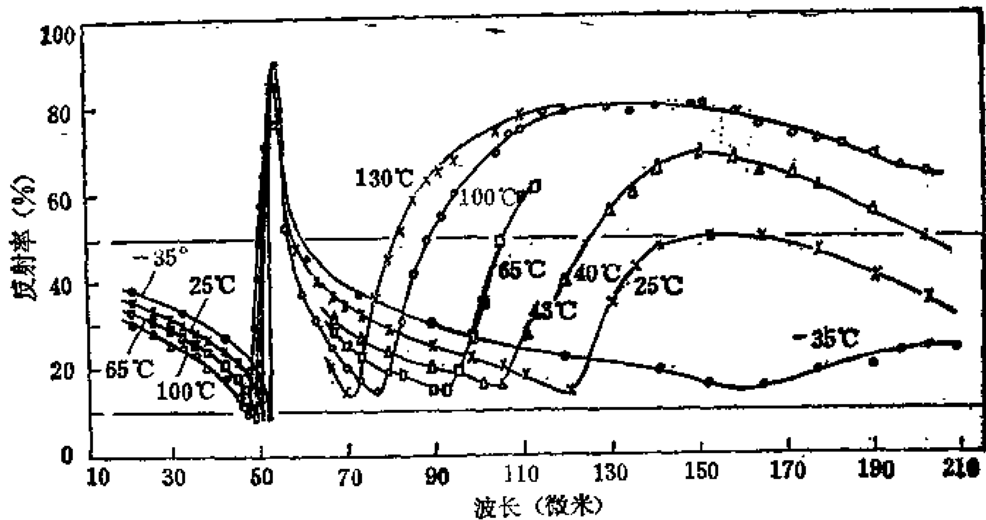


图 24-65　锑化铟在各种温度下的远红外反射曲线[49]

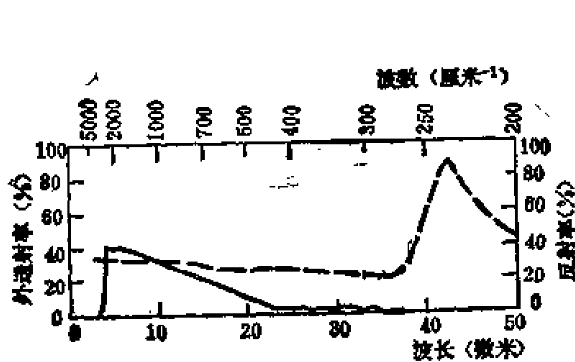


图 24-66　锑化铟的透射曲线（实线）和反射曲线（虚线），样品厚度 0.17 毫米

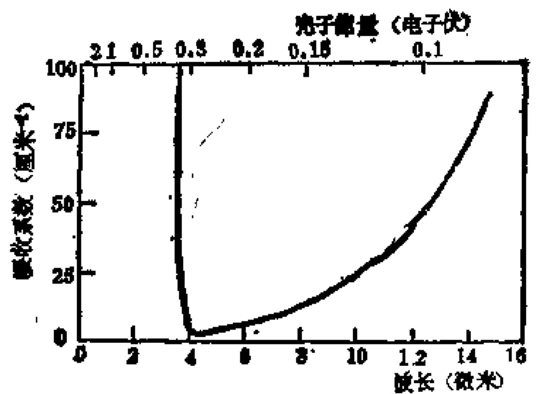


图 24-67　砷化铟的吸收系数曲线。样品电阻率 1 毫欧·厘米。显然样品中有杂质存在[42]

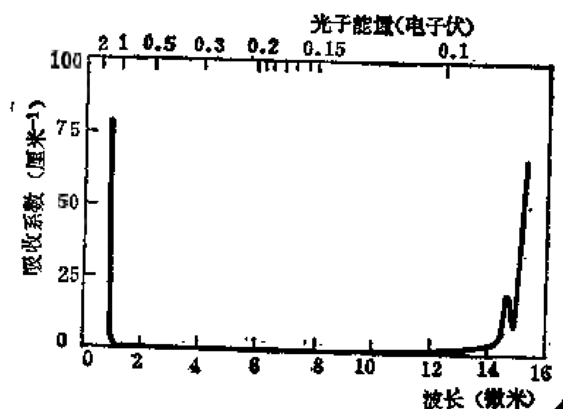


图 24-68 磷化铟的吸收系数曲线。样品中含有杂质[42]

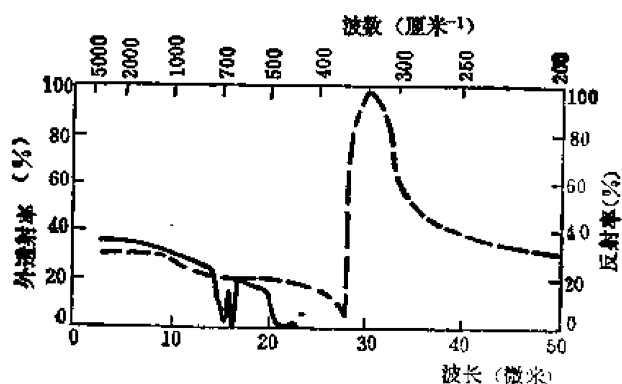


图 24-69 磷化铟的透射曲线(实线)和反射曲线(虚线),样品厚度 1.0 毫米

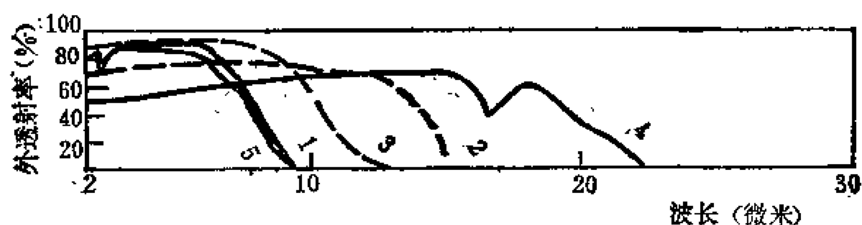


图 24-70 透红外材料"Irtran"的透射曲线。样品厚度 2 毫米

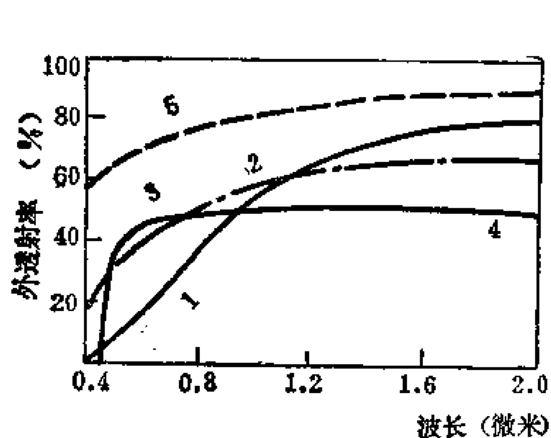


图 24-71 透红外材料"Irtran"的透射曲线。样品厚度2 毫米(短波部分)

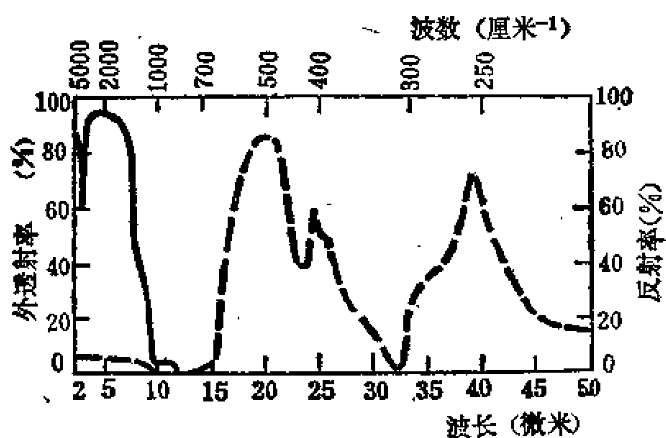


图 24-72 透红外材料Irtran 1 的透射曲线(实线)和反射曲线(虚线),样品厚度 2 毫米[3]

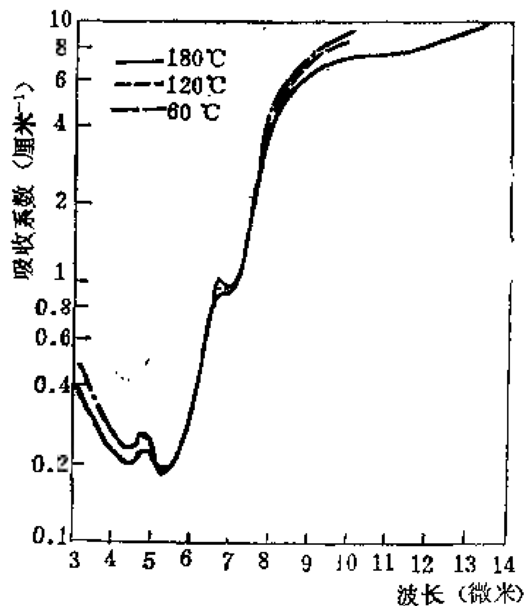


图 24-73　透红外材料 Irtran 1 在三种温度下的吸收系数曲线[38]

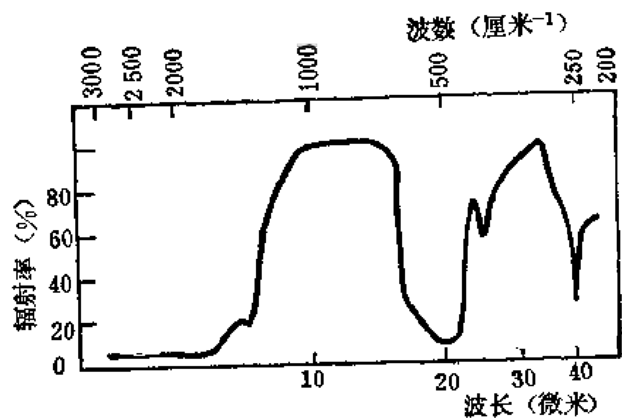


图 24-74　透红外材料 Irtran 1 在 77 开尔文时的光谱辐射曲线。样品厚度为 2 毫米[50]。

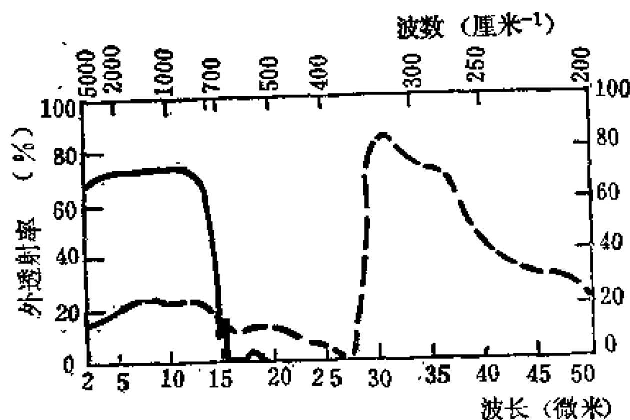


图 24-75　红外透射材料 Irtran 2 的透射曲线(实线)和反射曲线(虚线)，样品厚度 1 毫米[4]

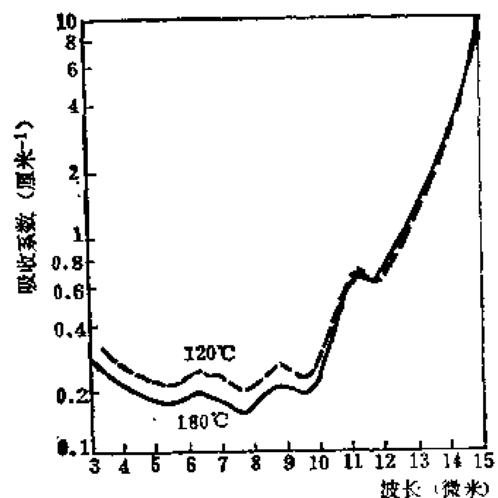


图 24-76　透红外材料 Irtran 2 在 120°C 和 180°C 时的吸收系数曲线[38]

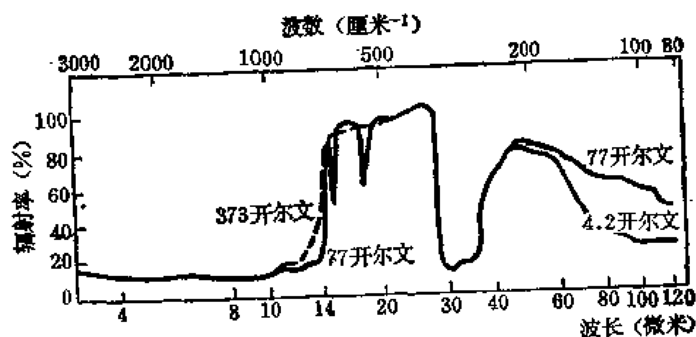


图 24-77　透红外材料 Irtran 2 在4·2、77 和 373 开尔文时的光谱辐射曲线[50]

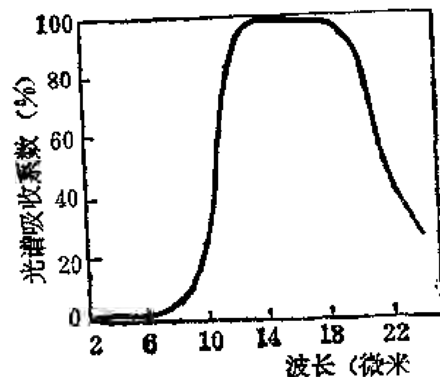


图 24-78　透红外材料 Irtran 3 在100°C 时的光谱吸收曲线[28]

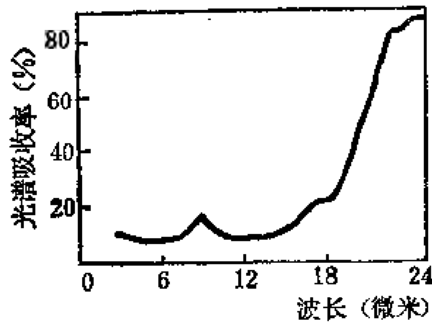


图 24-79　透红外材料 Irtran4　在 100°C时的光谱吸收曲线[28]

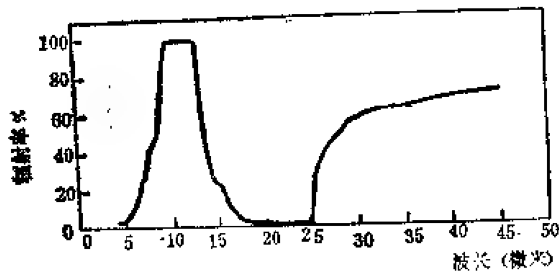


图 24-81　透红外材料 Irtran5 在 77 开尔文时的光谱辐射曲线。样品厚度 2.11毫米[50]

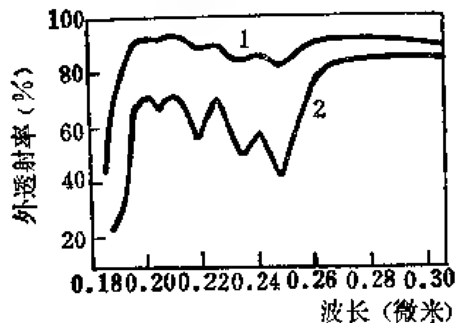


图 24-83　氟化镧的紫外透射曲线。曲线 1 的样品厚度 1.3毫米，光线垂直於光轴；曲线 2 的样品厚度8 毫米，光线平行于光轴[52]。

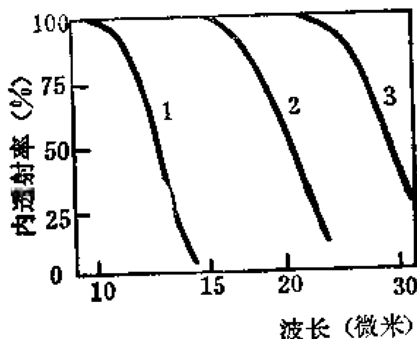


图 24-84　曲线 1 是氟化铅的内透射曲线，样品厚度 ?—7 毫米；曲线 2 是氯化铅的，样品厚度 2—4毫米；曲线 3 是溴化铅的，样品厚度 3—9 毫米[53]。

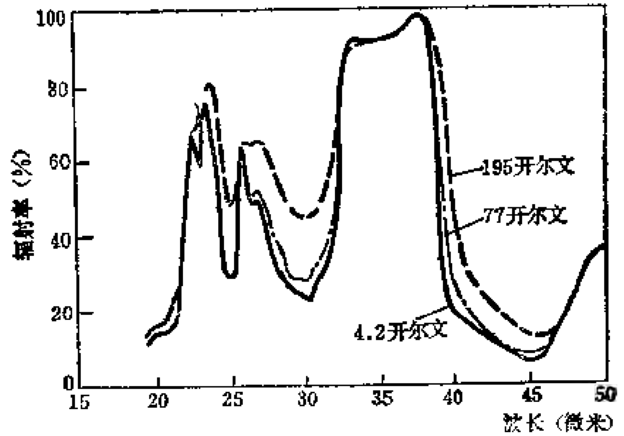


图 24-80　透红外材料 Irtran4　在 4.2、77 和 195 开尔文时的光谱辐射曲线。样品厚度 0.37 毫米，直径 37毫米[50]。

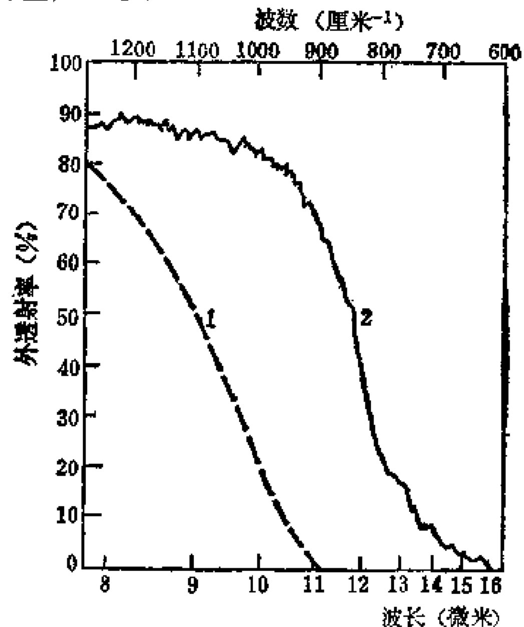


图 24-82　氟化镧的透射曲线。曲线1的样品厚度0.43毫米；曲线 2 的样品厚度 11.7 毫米[19]

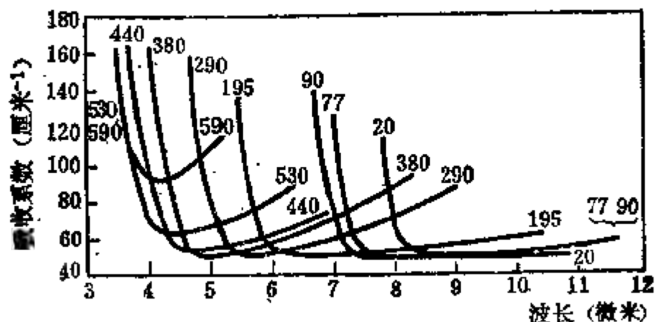


图 24-85　在不同开氏温度下，硒化铅的吸收系数曲线。样品厚度 0.68毫米[54]。

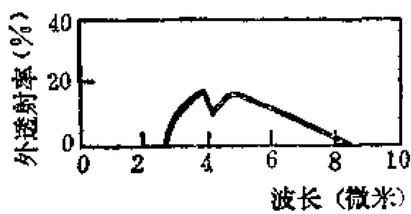


图 24-86 硫化铅的透射曲线。样品中没有用X射线分析法可测出的杂质。

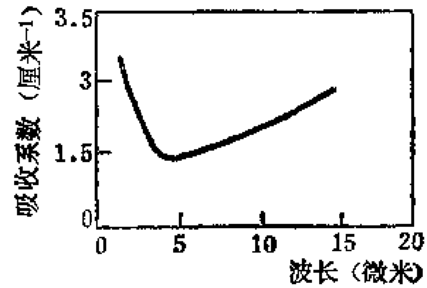


图 24-87 硫化铅的吸收曲线

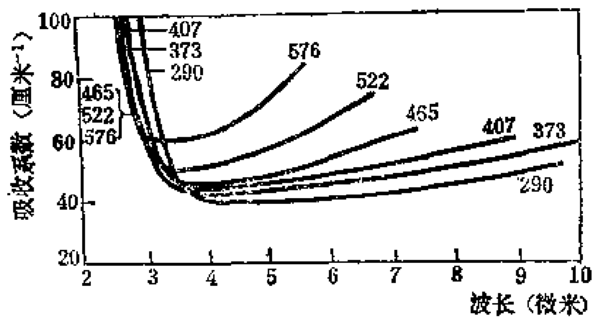


图 24-88 不同温度下 n 型硫化铅的吸收曲线[54]

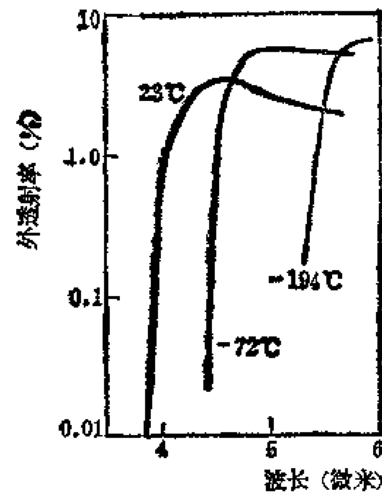


图 24-89 硫化铅薄片在23，－72和－194°C时的透射曲线。样品厚度 0.11 毫米[55]。

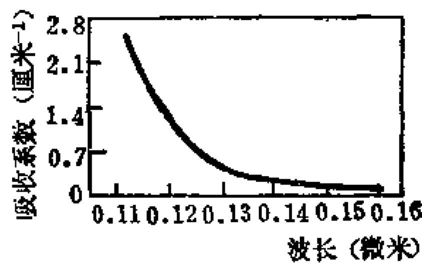


图 24-90 氟化锂的紫外吸收曲线[56]

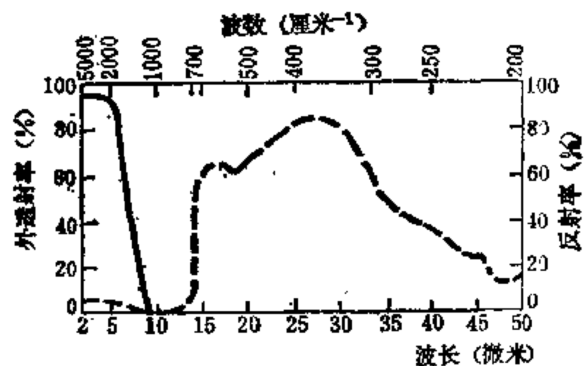


图24-91 氟化锂的透射曲线(实线)和反射曲线(虚线)，样品厚度 5 毫米[31]。

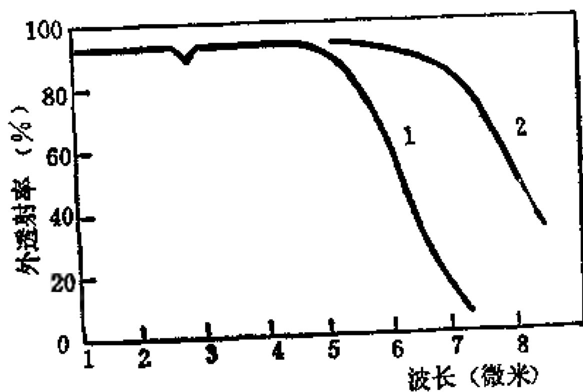


图 24-92 氟化锂的透射曲线。曲线 1 样品厚度 12 毫米，曲线 2 样品厚度 1 毫米[45]。

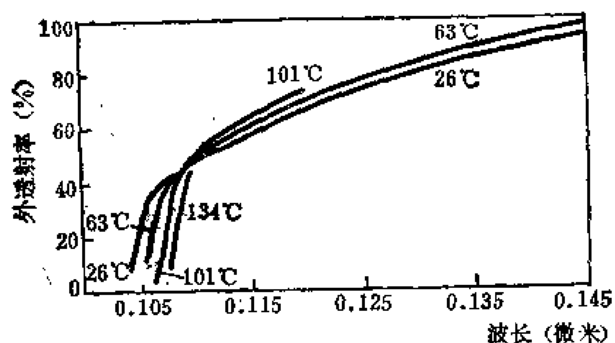


图 24-93 氟化锂在 26，63，101 和 134°C时的透射曲线。样品厚度 1.55 毫米（短波部分）[57]。

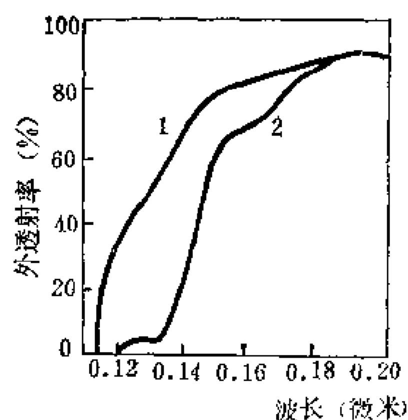


图 24-94 单晶氟化镁的紫外透射曲线。曲线 1 样品厚度14.82毫米；曲线 2 样品厚度 1.40 毫米[58]。

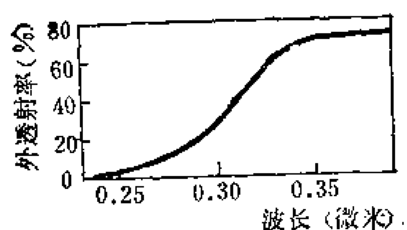


图 24-95 氧化镁的紫外透射曲线。样品厚度 0.49 毫米。

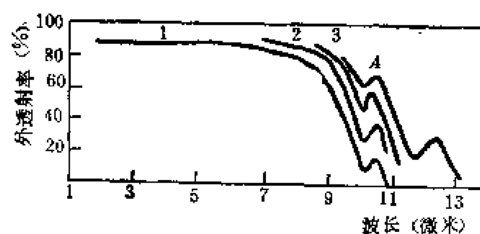


图 24-96 氧化镁的透射曲线。曲线 1 样品厚度 0.468 毫米；曲线 2 样品厚度 0.235 毫米；曲线 3 样品厚度 0.124 毫米；曲线 4 样品厚度 0.076 毫米[59]。

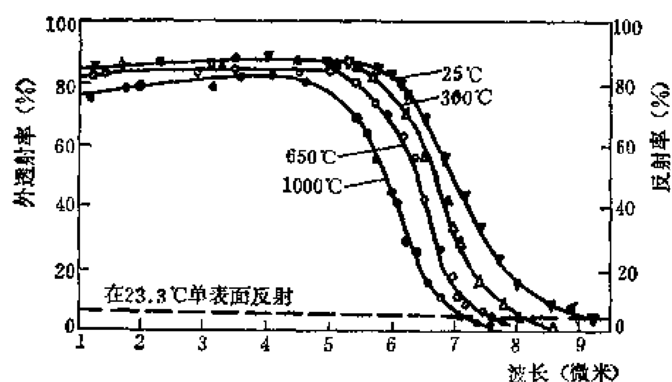


图 24-97 氧化镁在不同温度下的透射曲线。样品厚度 5.5 毫米[60]。

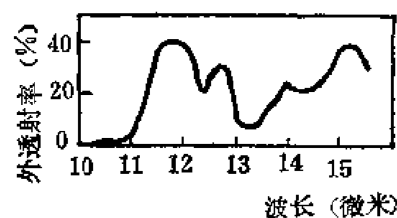


图 24-98 白云母片的透射曲线，样品厚度 8 微米[61]。

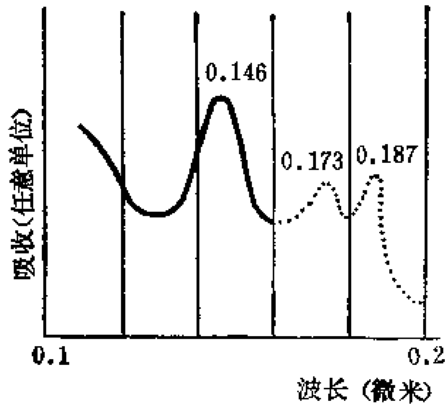


图 24-99　溴化钾的紫外吸收曲线[62,63]

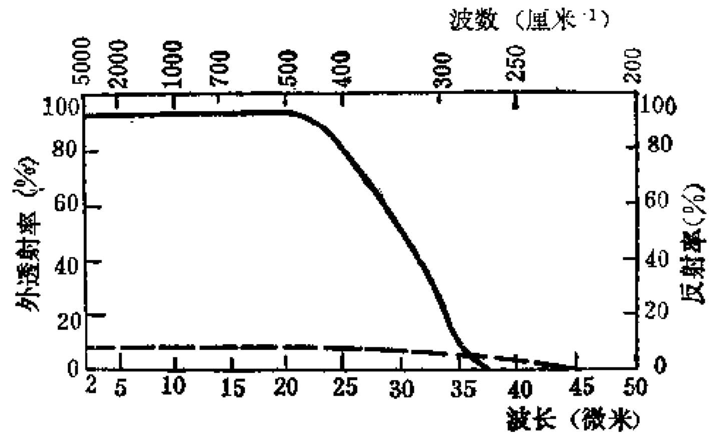


图 24-100　溴化钾的透射曲线（实线）和反射曲线（虚线），样品厚度5毫米[3]

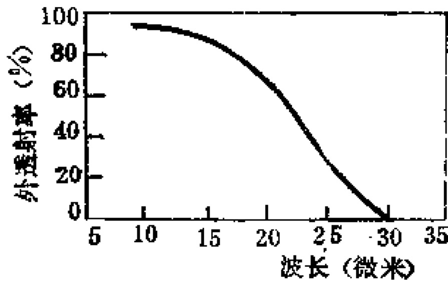


图 24-101　氯化钾的透射曲线。样品厚度 5.3 毫米。

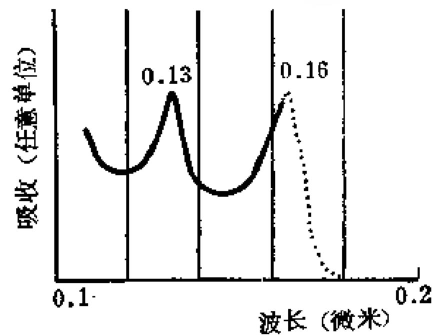


图 24-102　氯化钾的紫外吸收曲线[63]

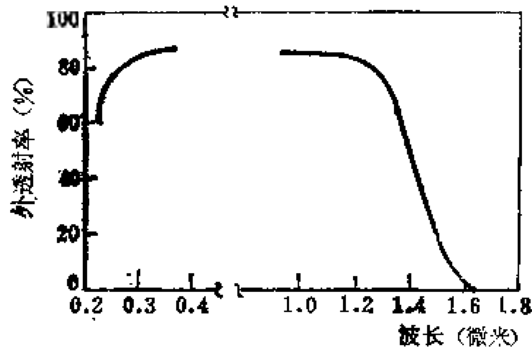


图 24-103　磷酸二氢钾的透射曲线。短波部分样品厚度 1.6 毫米；长波部分样品厚度 12.5 毫米[3]

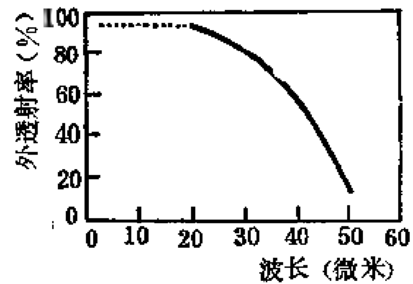


图 24-104　砷化钾的红外透射曲线，样品厚度 0.83 毫米[64]。

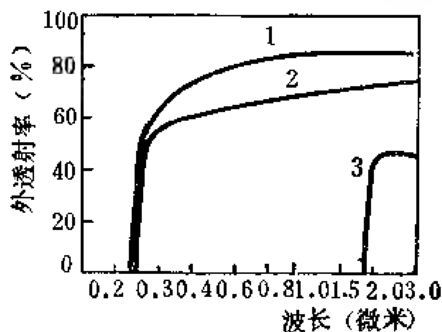


图 24-105　曲线 1 是碘化钾的透射曲线，样品厚度4.3 毫米；曲线 2 是锑化镓的透射曲线，样品厚度 0.5毫米；曲线 3 是碘化铷的透射曲线，样品厚度 1.36 毫米[65]。

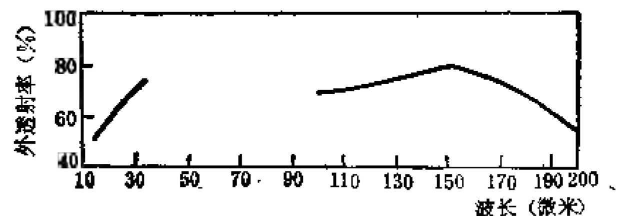


图 24-106　焦石墨的透射曲线，样品厚度 0.0076 毫米。

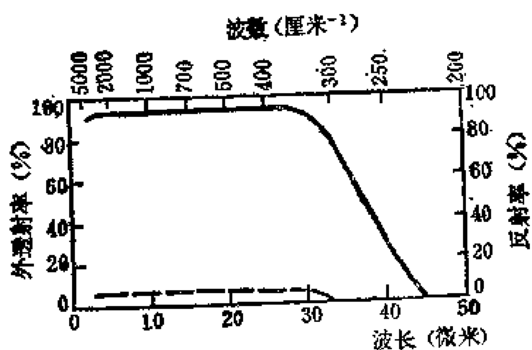


图 24-107　溴化铷的透射曲线；(实线)和其反射曲线(虚线)。样品厚度 5.31 毫米。

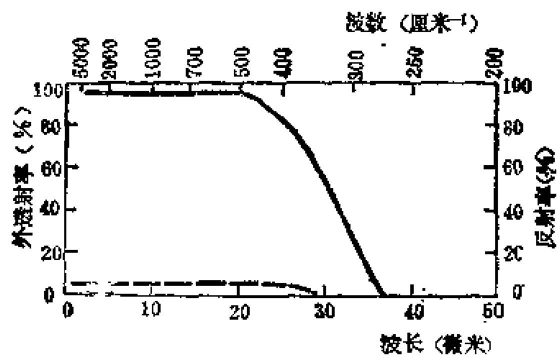


图 24-108　氯化铷的透射曲线(实线)和反射曲线(虚线)，样品厚度 3.0 毫米

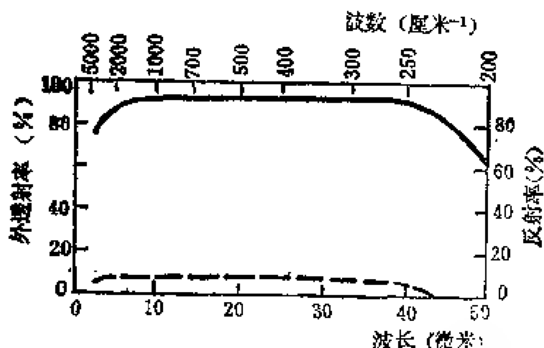


图 24-109　碘化铷的透射曲线；(实线)和其反射曲线(虚线)。样品厚度 3.91 毫米。

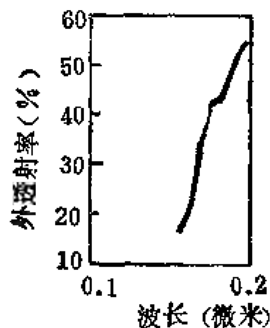


图 24-110　蓝宝石的紫外透射曲线，样品厚度 1.5 毫米[66]

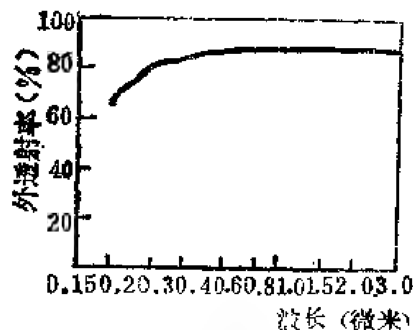


图 24-111　蓝宝石的短波透射曲线，样品厚度 3 毫米[9]

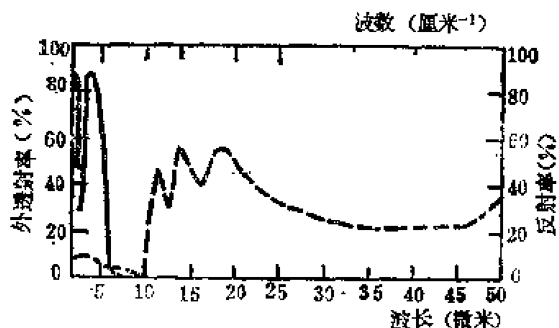


图 24-112　蓝宝石的透射曲线；(实线)和其反射曲线(虚线)。样品厚度2 毫米[18]。

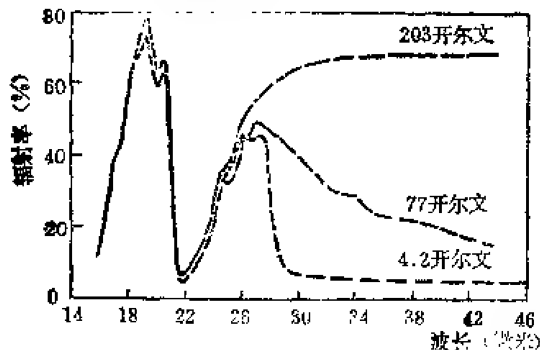


图 24-113　蓝宝石在三种温度下的光谱辐射曲线，样品厚度 0.79 毫米[11]。

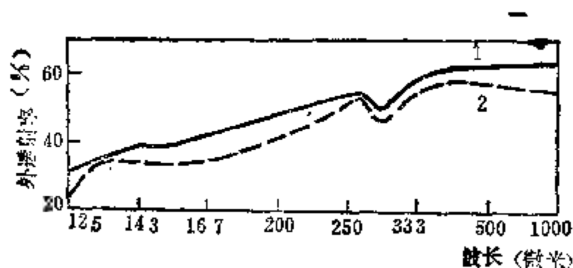


图 24-114　蓝宝石的长波透射曲线，样品厚度 1.0 毫米。曲线 1 是无定取向轴样品；曲线 2 是光轴平行於表面的样品[67]。

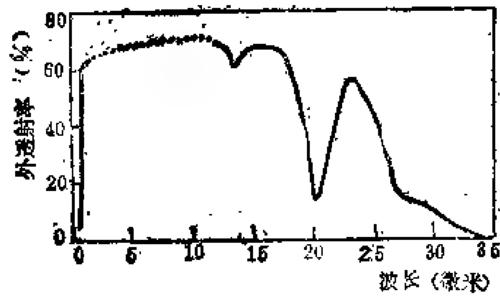


图 24-115　无定形硒的透射曲线，样品厚度 1.69 毫米[68]。

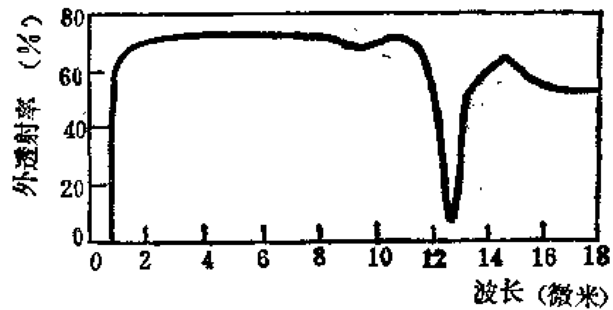


图 24-116　改进的砷硒玻璃的透射曲线，样品厚度 2 毫米。这种玻璃的特性，每炉产品的都不同，这里的曲线只是有代表性的[69]。

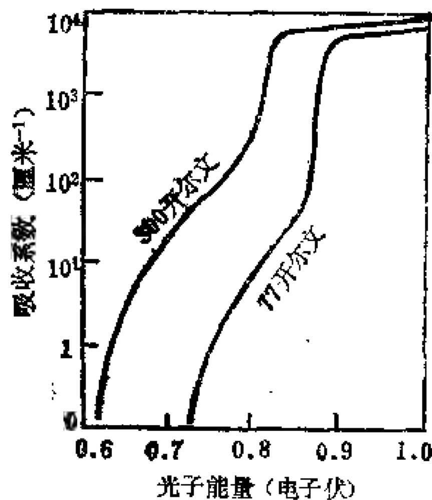


图 24-117　硅的吸收曲线[44]

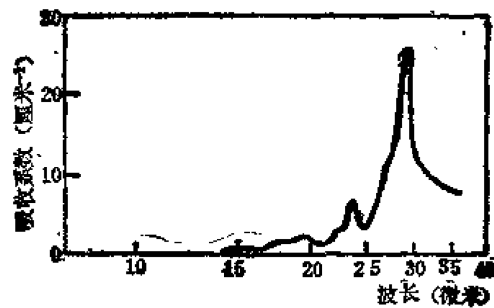


图 24-118　硅的晶格吸收[45]

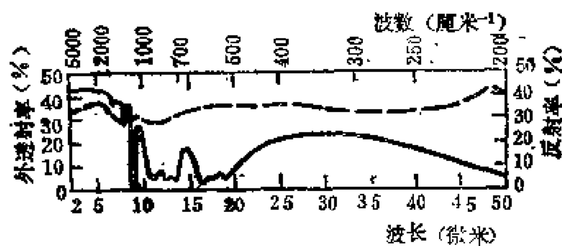


图 24-119　硅的透射曲线(实线)和反射曲线(虚线)，样品厚度 10 毫米[3]。

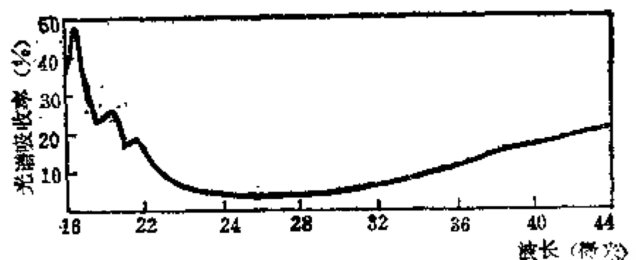


图 24-120　n 型硅在77开尔文时的光谱吸收曲线[28]。

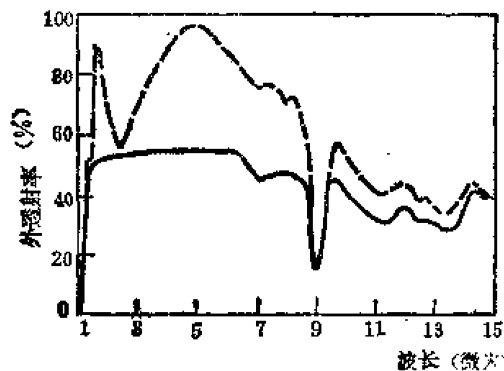


图 24-121　硅的透射曲线，样品厚度2.5毫米，虚线是涂有减反射膜层的样品的透射曲线。

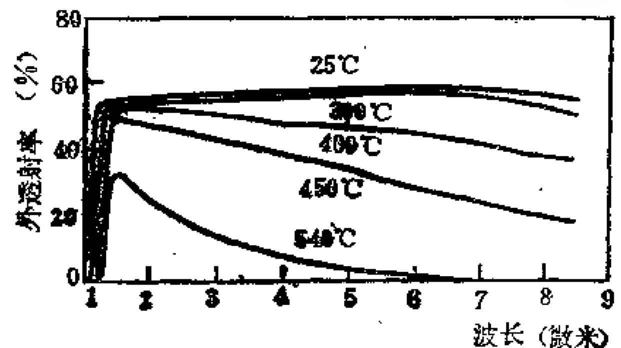


图24-122　在不同温度下硅的透射曲线。样品厚度 5.89 毫米，电阻率不低于 5 欧姆·厘米[5]。

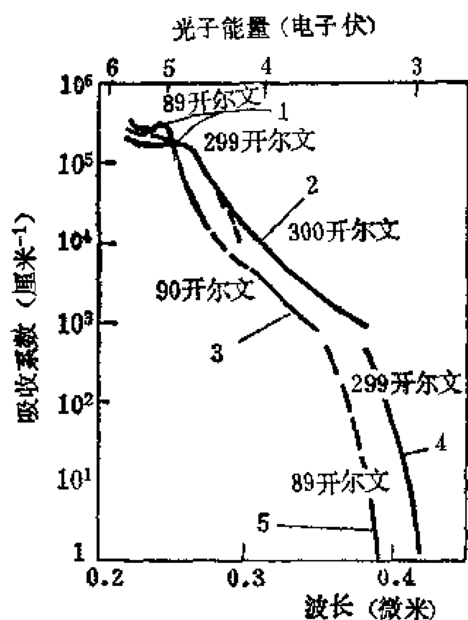


图 24-123 氯化银在紫外和可见部分蓝光区的吸收曲线。1 和 2 的数据是从熔融的薄膜测出的，别的数据是单晶的[70]。

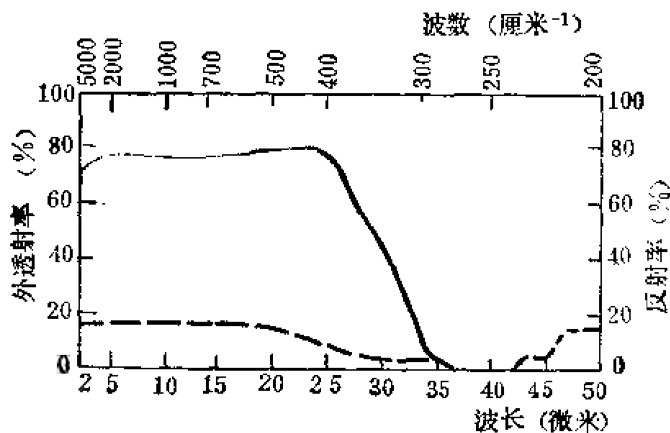


图 24-124 氯化银的透射曲线；（实线）和其反射曲线（虚线）。样品厚度0.5毫米。

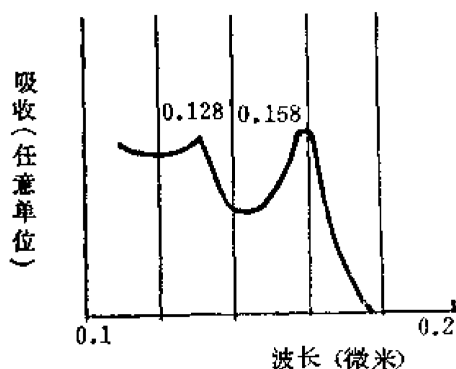


图 24-125 氯化钠的紫外吸收曲线[62]

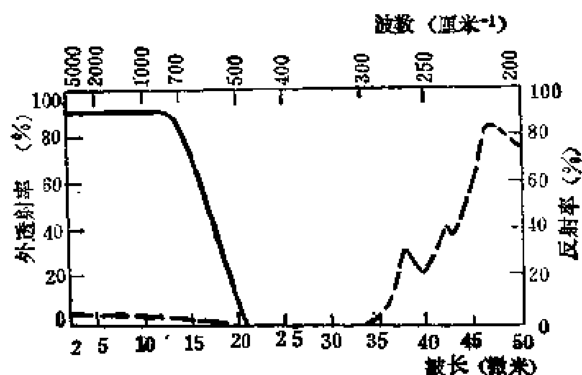


图 24-126 氯化钠的透射曲线；（实线）和其反射曲线（虚线）。样品厚度 5 毫米[8]。

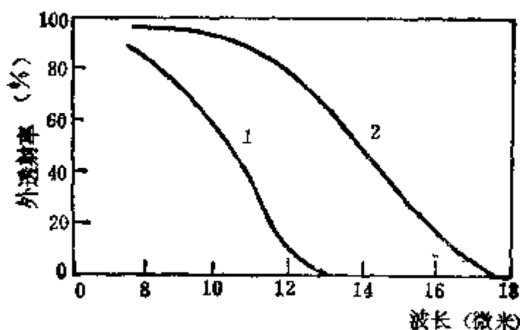


图 24-127 氯化钠的红外透射曲线。曲线 1 的样品厚度 10 毫米；曲线 2 的样品厚度 1 毫米。

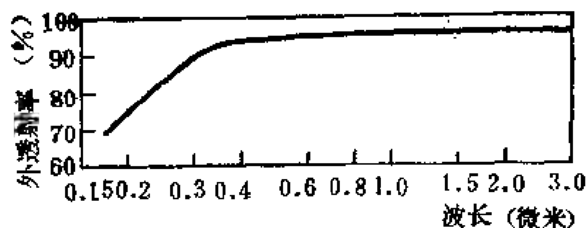


图 24-128 氯化钠的透射曲线，样品厚度 2.16 毫米（短波部分）[24]。

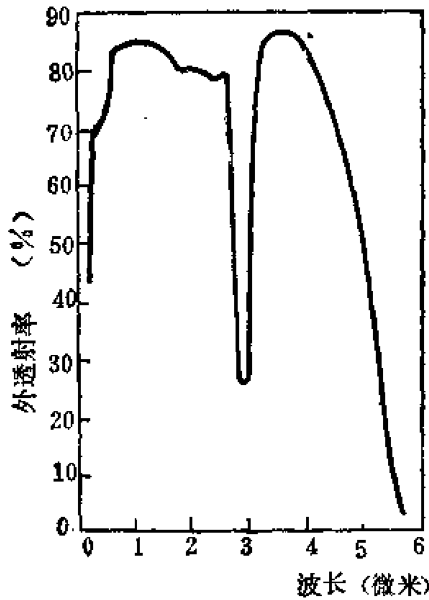


图 24-129 尖晶石的透射曲线，样品厚度 5.45 毫米。2.8 微米处的吸收带可能是内含水分引起的。氧化镁与氧化铝的比例 1∶3.5 的混合物易於生长均匀的宝石，但不是唯一的。其它混合比的材料也有相近的物理特性[71]。

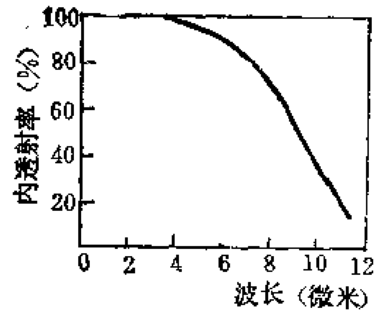


图 24-130 氟化锶的内透射曲线，样品厚度 10毫米[7]。

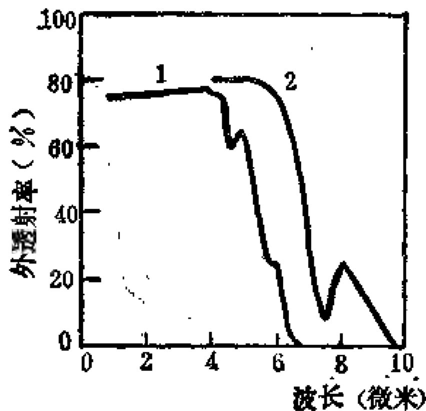


图 24-131 钛酸锶的透射曲线。样品 1 的厚度是 3.7 毫米；样品 2 的厚度是 0.26 毫米。

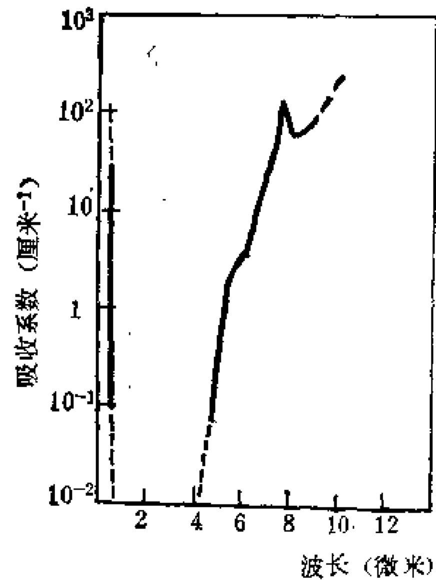


图 24-132 合成钛酸锶在紫外和红外区域的吸收系数曲线[72]

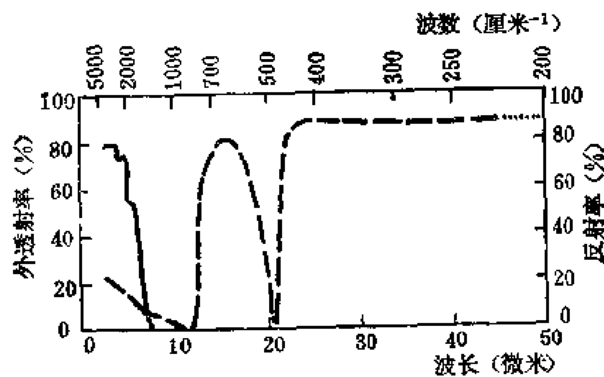


图 24-133 钛酸锶的透射曲线(实线)和反射曲线(虚线)，样品厚度 1.0 毫米

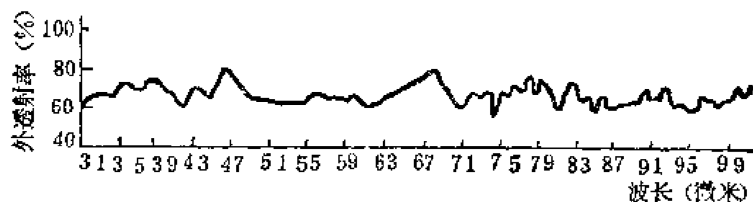


图 24-134 斜方晶体硫的透射曲线，样品厚度是 0.7 毫米[73]

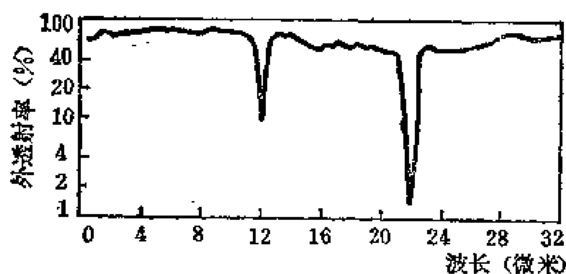


图 24-135 斜方晶体硫的透射曲线，样品厚度是 0.4 毫米[73]

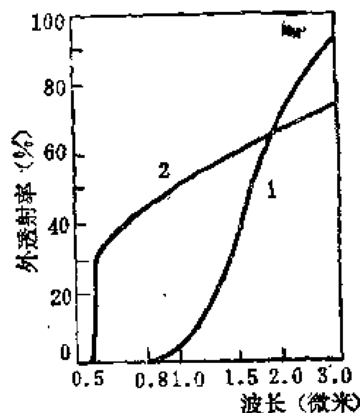


图 24-136 曲线1 是 T-12 的透射曲线，样品厚度 4.0 毫米。曲线 2 是 KRS—5的透射曲线，样品厚度 2.0 毫米[24]。

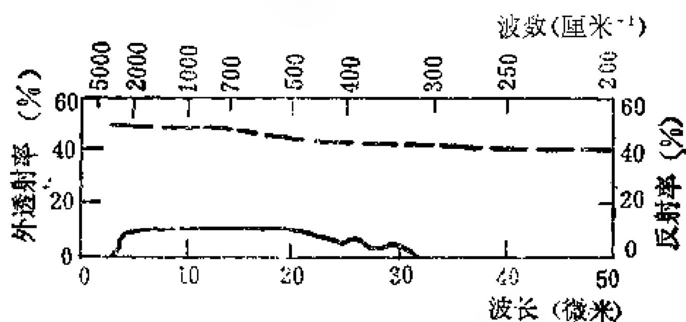


图 24-137 碲的透射曲线（实线）和其反射曲线（虚线）。样品厚度 3.5 毫米。

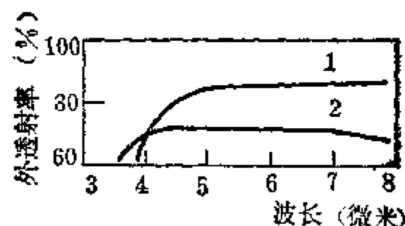


图 24-138 碲的透射曲线。曲线 1 的电场E垂直於C轴；曲线2的E平行于C。样品厚度0.85毫米。碲是各向异性晶体[68,74,5]。

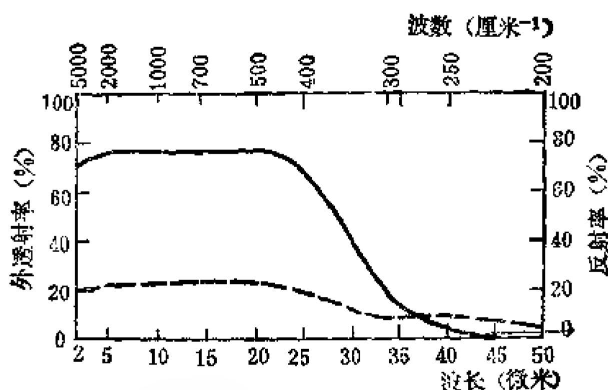


图 24-139 溴化铊的透射曲线（实线）和其反射曲线（虚线）。样品厚度 1.65 毫米。[8]

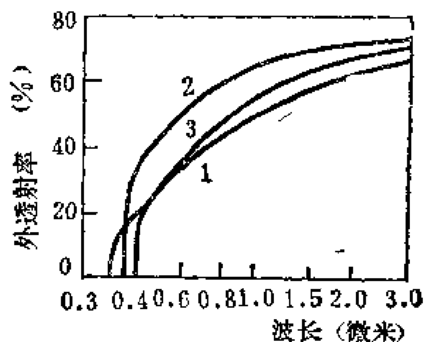


图 24-140 曲线 1 是溴化铊的透射曲线；2 是氯溴化铊的透射曲线；3 是氯化铊的透射曲线。样品厚度都是 1.65 毫米。溴化铊有韧性可弯曲并微溶於水，还可方便的切割加工成非常小的尺寸[24]。

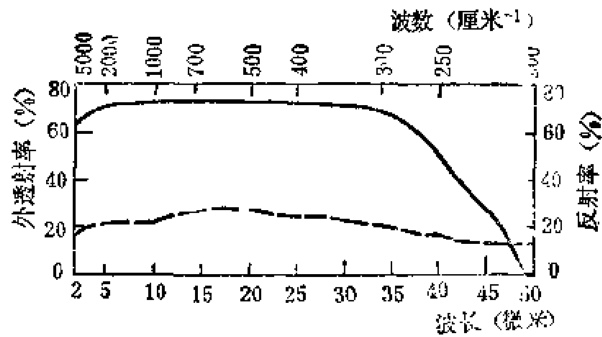


图 24-141　氯溴化铊 (KRS-6) 透射曲线(实线)和反射曲线(虚线)。样品厚度 1.65 毫米*。

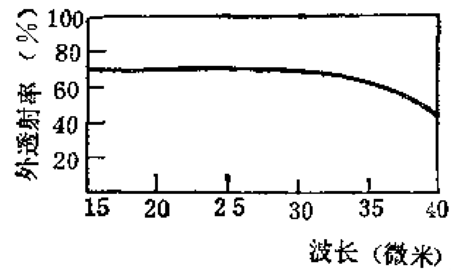


图 24-142　KRS-5 的透射曲线，样品厚度5.15 毫米

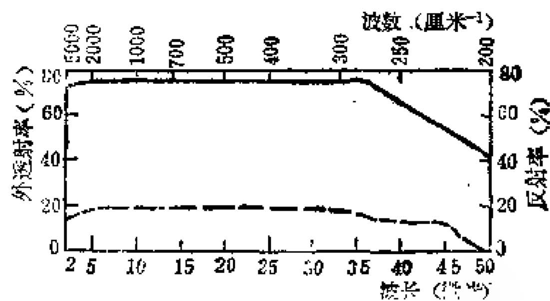


图 24-143　KRS-5的透射曲线；(实线)和其反射曲线(虚线)。样品厚度 2 毫米[8]。

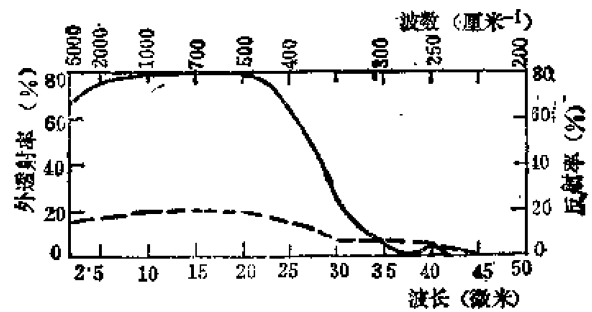


图 24-144　氯化铊的透射曲线；(实线)和其反射曲线(虚线)。样品厚度1.65 毫米。氯化铊的条状样品易於弯曲并可溶於水[8]。

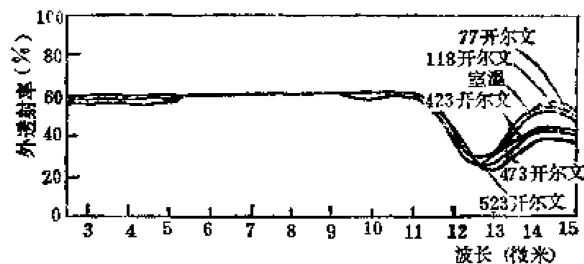


图 24-145　$Ge_{33}Se_{55}As_{12}$玻璃 (TI-20)在不同温度下的透射曲线，样品厚度 6 毫米

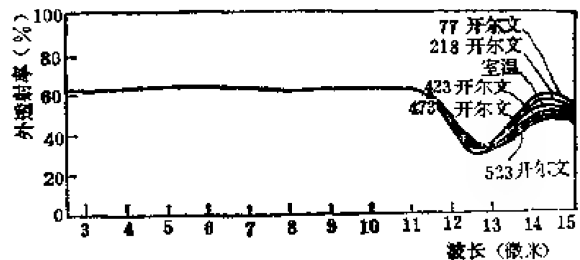


图 24-146　回火后的 $Ge_{33}Se_{55}As_{12}$ 玻璃在各种温度下的透射曲线，样品厚度 6 毫米

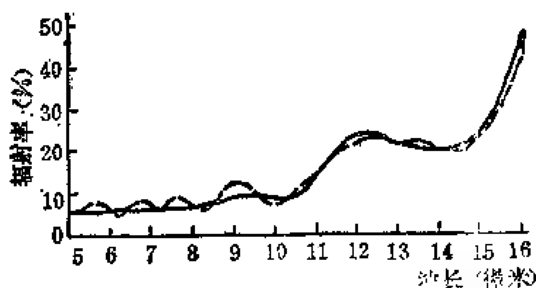


图 24-147　$Ge_{33}Se_{55}As_{12}$ 玻璃在不同温度下的辐射曲线。实线是在 4.2、2.8 和 77 开尔文时的，虚线是在 228 开尔文时的。

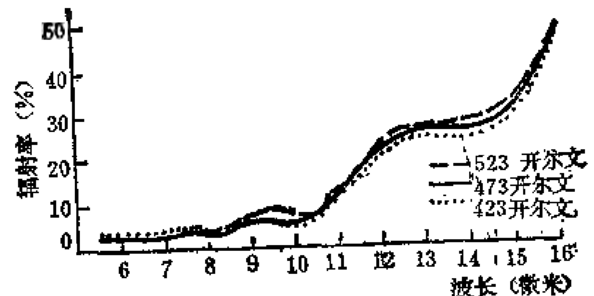


图 24-148　$Ge_{33}Se_{56}As_{12}$ 玻璃在 423、473 和523 开尔文时的辐射曲线

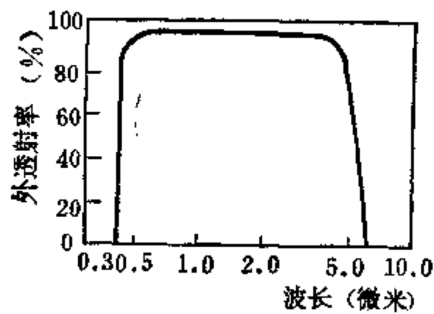


图 24-149　氧化钛的透射曲线，样品厚度2毫米[76]

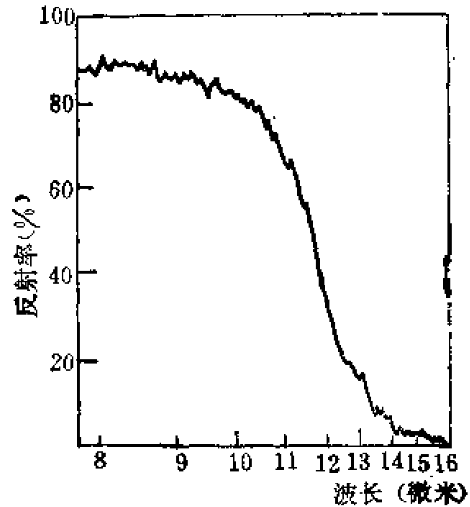


图 24-150　氧化钛的反射率曲线[77]

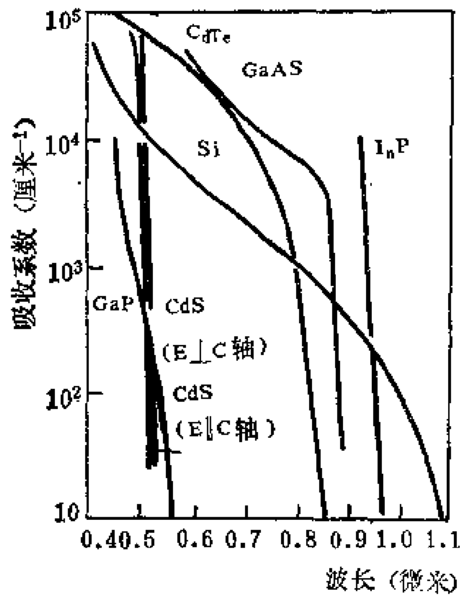


图 24-151　一些半导体材料在300开尔文时的吸收曲线[76]

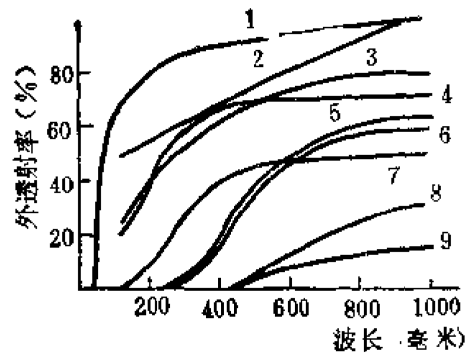


图 24-152　一些材料的透射曲线：1．晶体石英，样品厚度1毫米；2．云母，样品厚度 0.015毫米；3．甲聚乙烯样品厚度1毫米；4．5%黑石蜡；5．有1毫米厚氯化铷的溴化钾；6．溴化铷，厚度1毫米；7．15%的黑石蜡，厚度1毫米；8．碘化铊，厚度1毫米；9．氯化铊，厚度1毫米。

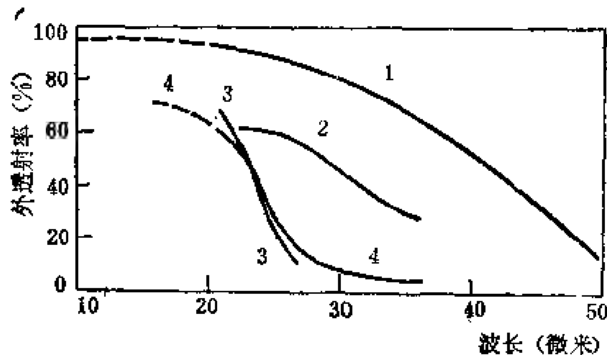


图 24-153　几种材料的透射曲线：1．碘化钾，厚度 0.83毫米；2．溴化铊；3．氯化铊；4．氯溴化铊（KRS-6），厚度6毫米[80,81]。

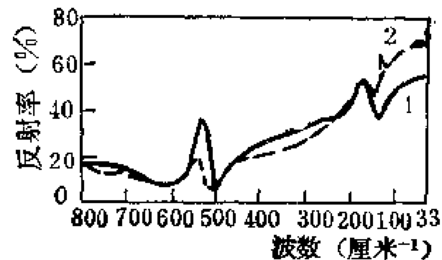


图 24-154　红外反射率曲线：1．磷酸氢二铵(ADP)；2．磷酸二氢钾（KDP）[82]。

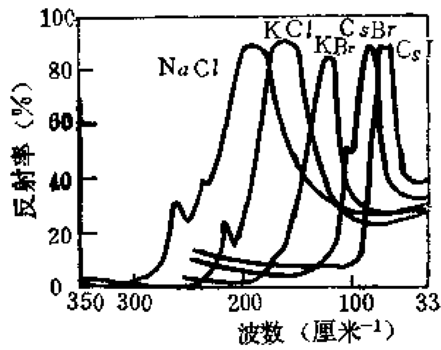


图 24-155 NaCl, KCl, KBr, CsBr 和 CsI 的红外反射率曲线[82]

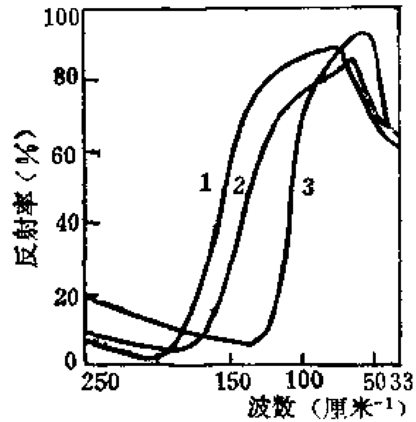


图 24-156 红外反射率曲线：1. 氯化铊；2. 氯溴化铊（KRS-6）；3. 溴化铊[84]。

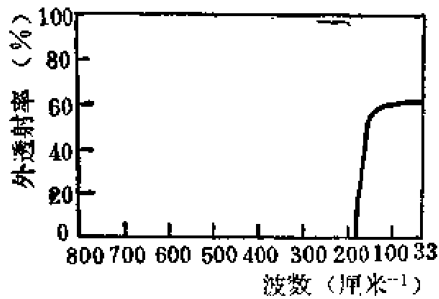


图 24-157 Kel-F 的红外透射曲线，样品厚度 1 毫米[83]

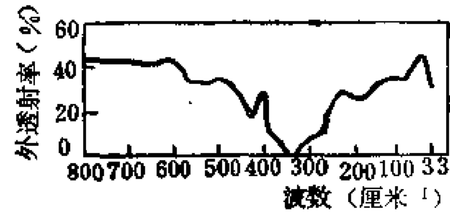


图 24-158 锗的透射率曲线，样品厚度 1.6 毫米[84]

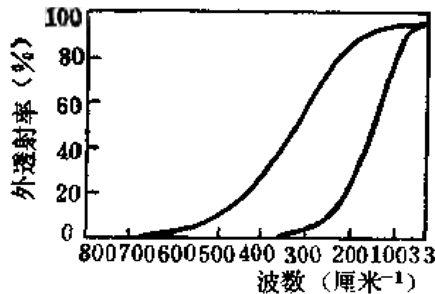


图 24-159 米利波雷滤光片的透射曲线[82]

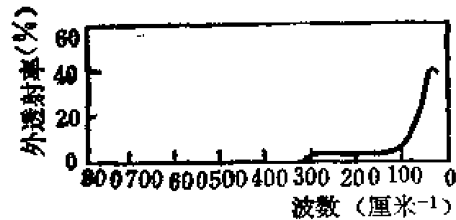


图 24-160 柯达-喇滕滤光片 ND10 的透射率曲线[82]

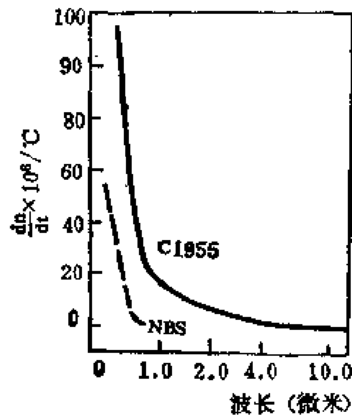


图 24-161 两种类型的硫化砷玻璃的折射率随温度的变化 $\left(\frac{dn}{dt}\right)$[83]

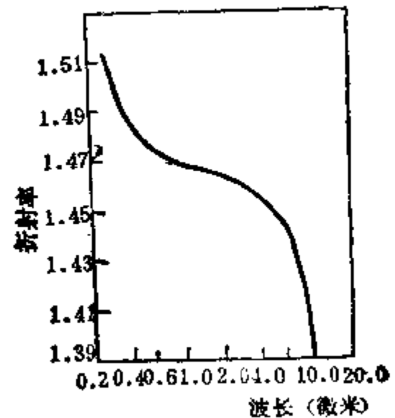


图 24-162 氟化钡的折射率曲线

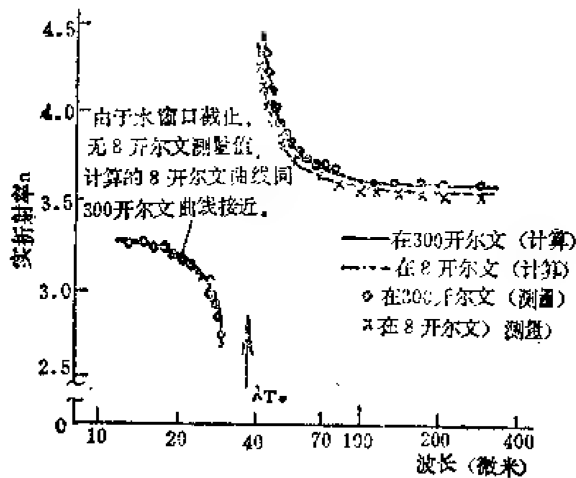


图 24-163　高电阻率碲化镉在8开尔文和300开尔文时的远红外实折射率曲线[12]

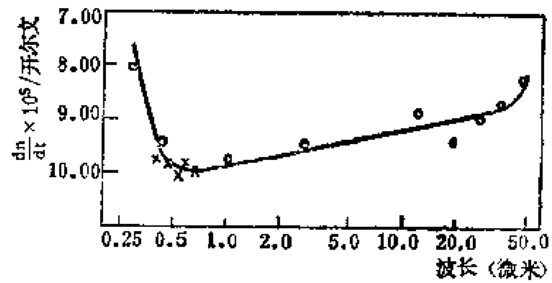


图 24-164　碘化铯的折射率温度系数曲线。圆圈是5个波长的平均值。叉点是可见光数值。每个波长取5个值的平均数[84]。

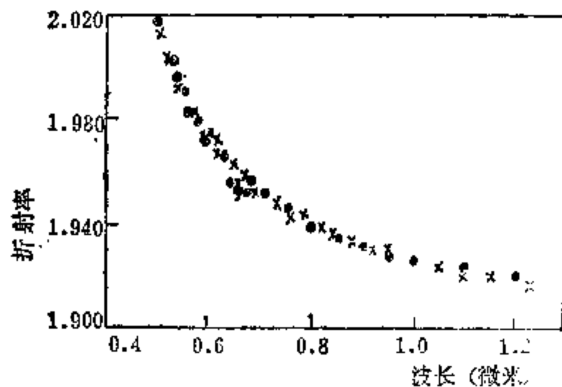


图 24-165　氯化铜（I）的折射率测量值。采用对两个样品作干涉条纹测量的方法取得。整个区域的计算误差约为±0.005。样品1（用点表示）的厚度是54.13微米。样品2（用叉表示）的厚度是14.99毫米。从0.43到2.5微米波长区域的 n 值的色散由下式表示

$$n^2 = 3.580 + \frac{0.03162\lambda^2}{\lambda^2 - 0.4052} + \frac{0.09288}{\lambda^2}$$

式中 λ 是波长，用微米作单位[83]。

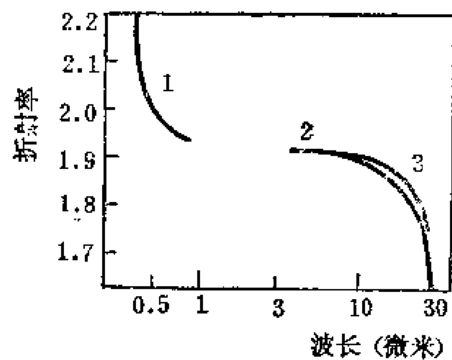


图 24-166　氯化铜（I）在300开尔文时的折射率曲线。其中曲线2样品厚度为90微米；曲线3样品厚度200微米。

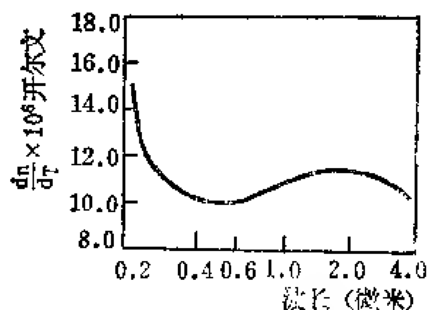


图 24-167　熔石英在平均温度27°C时的折射率温度系数曲线[67,68,89]

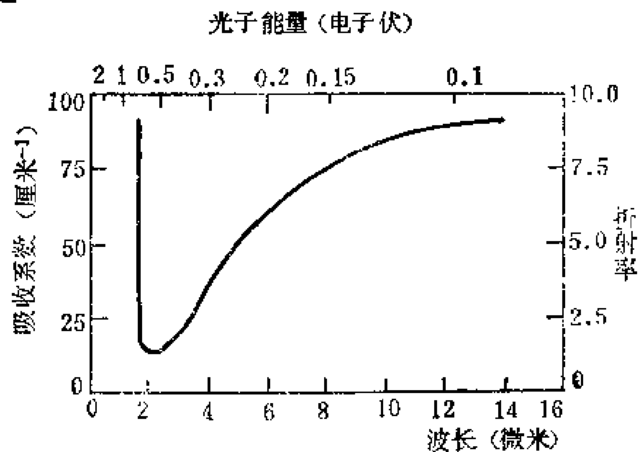


图 24-168　碲化锡的折射率和吸收系数曲线。其电阻率是0.06欧姆·厘米[43]。

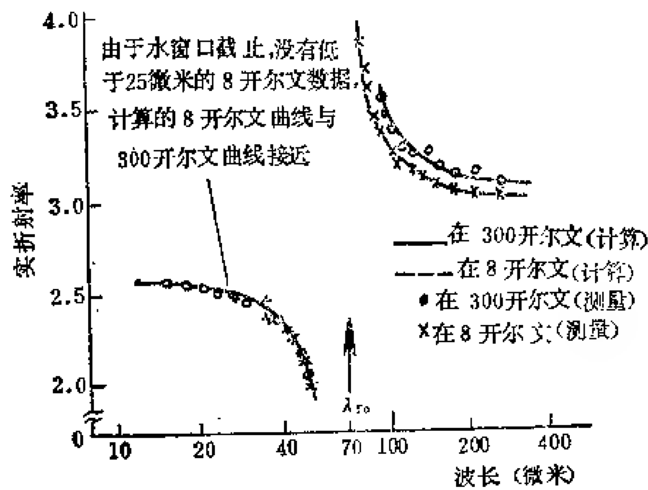


图 24-169　高电阻率砷化镓在 8 开尔文和 300 开尔文时的远红外实折射率曲线[96]

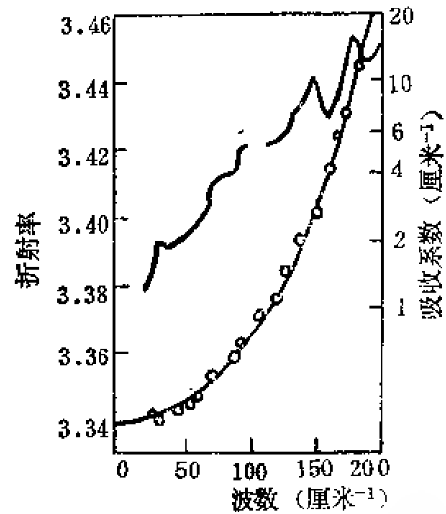


图 24-170　磷化镓的实测吸收系数α和实测折射率n同理论上包含一个与频率有关的阻尼项的经典振动方程式的结果（通过圆圈的实线）的比较图。一个吸收峰在于181厘米$^{-1}$,另一个宽的吸收峰在 184 到 151 厘米$^{-1}$[96]。

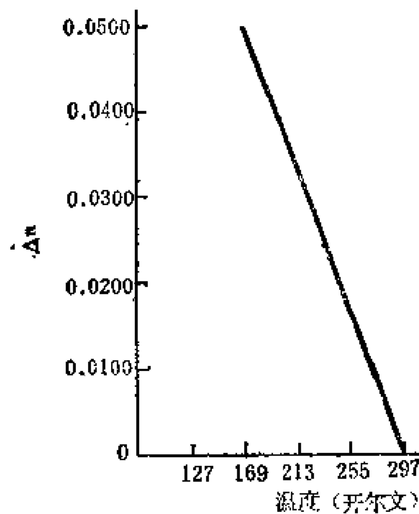


图 24-171　锗的折射率温度变化

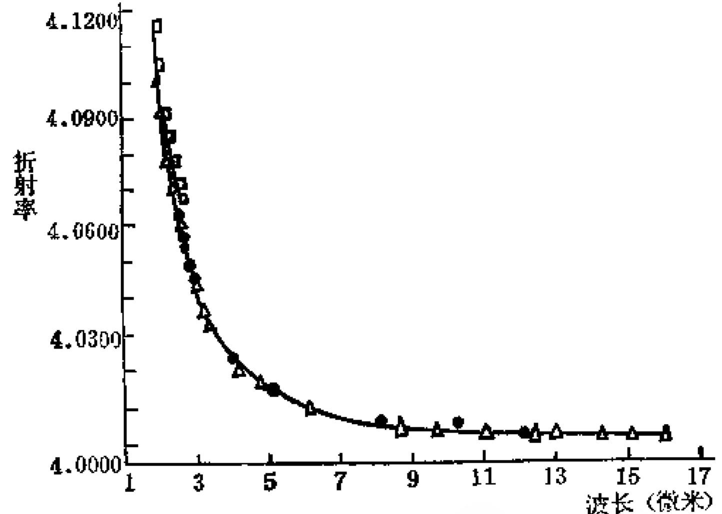


图 24-172　在 27°C 温度下不同人（标记不同）测得的锗的折射率数据[69,92]

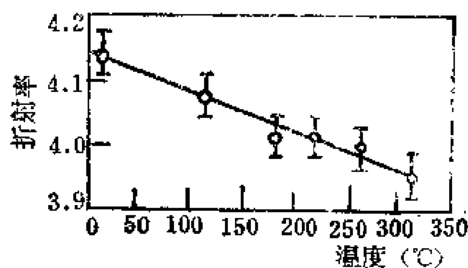


图 24-173　硫化铅的折射率随温度的变化曲线[95]

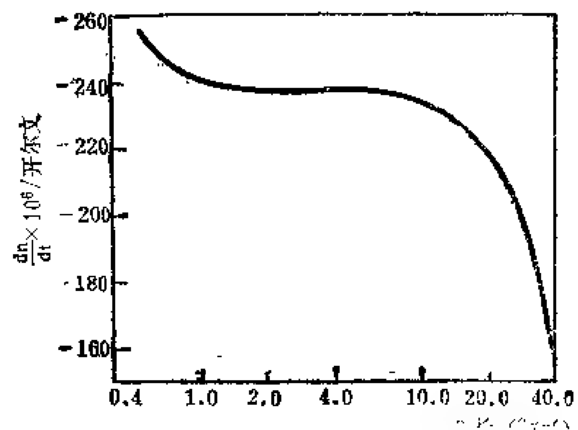


图24-174　在室温附近氯化钾的折射率的平均温度系数[96]。

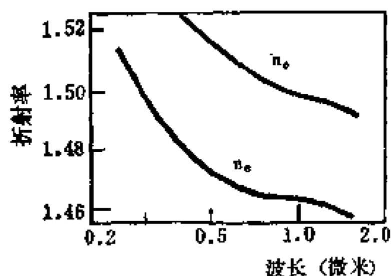


图 24-175　磷酸二氢钾的折射率曲线[97]

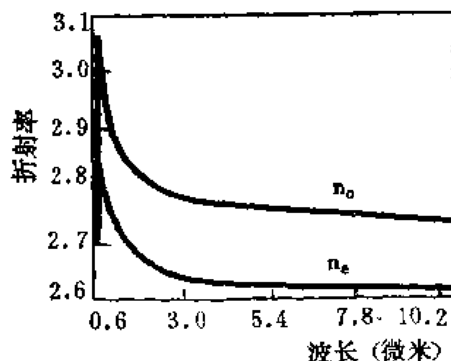


图 24-176　深红硫锑银化合物单晶（Ag_3SbS_3）的折射率曲线。其色散方程：

$$n_o^2 = 1 + \frac{6.585\lambda^2}{\lambda^2 - 0.4^2} + \frac{0.1133\lambda^2}{\lambda^2 - 15^2}$$

$$n_e^2 = \frac{5.845\lambda^2}{\lambda^2 - 0.4^2} + \frac{0.0202\lambda^2}{\lambda^2 - 15^2}$$

在 1.5—10.6 微米之间，精度是 0.005[98]。

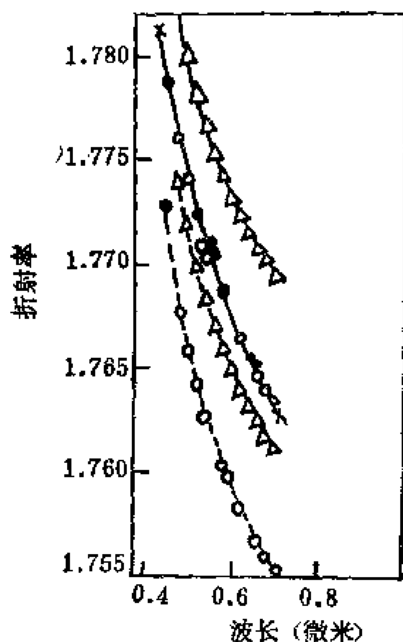


图 24-177　蓝宝石和红宝石的折射率作为波长的函数的比较图。实线和虚线分别表示寻常光线和非常光线。符号×和□是蓝宝石的；·是内含0.062%Cr_2O_3的；　是含有 0.077%Cr_2O_3 的；○是含有 0.11%Cr_2O_3的；△是内含 0.01%Cr_2O_3 的[96,100-102]。

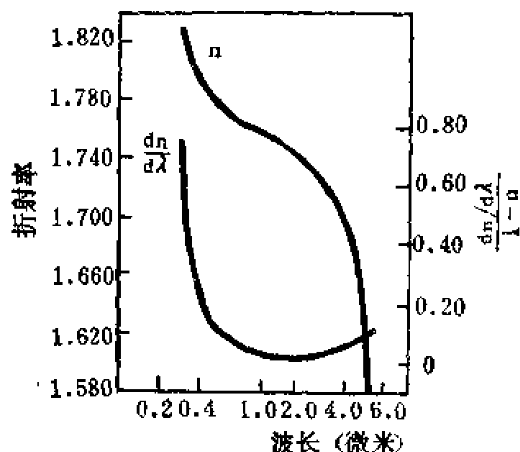


图 24-178　合成蓝宝石（Al_2O_3）的折射率和相对色散。在温度 24°C 时的寻常光线[97,99]。

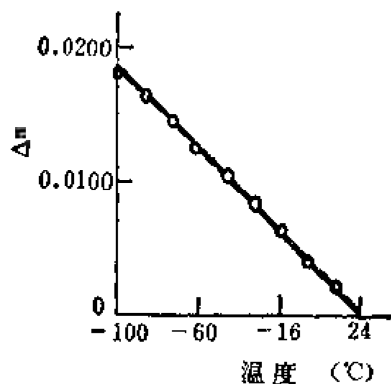


图 24-179　硅的折射率温度变化[92]

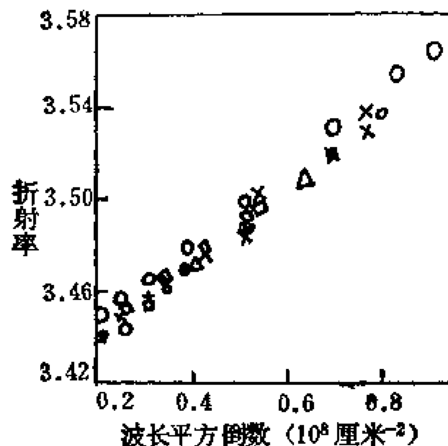


图 24-180　在 24°C时硅的折射率作为波长平方的倒数的函数图。图中不同记号代表不同的样品组数据[103]。

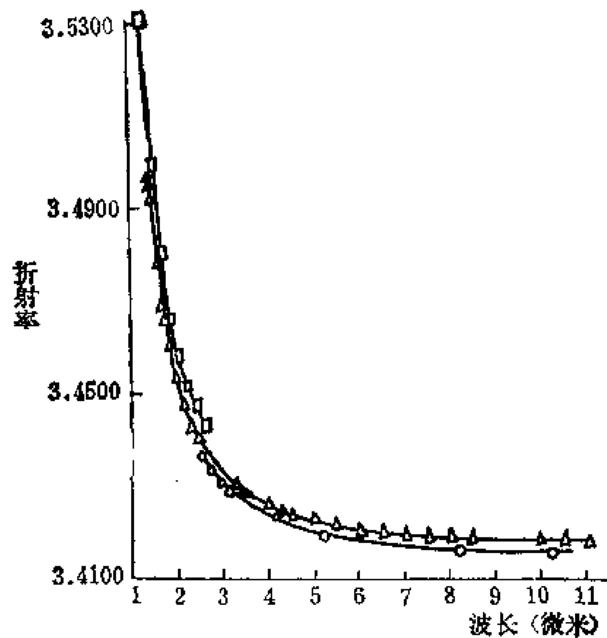


图24-181　在26.1°C时硅的折射率曲线。图中不同符号代表不同人测定的数据[69,92-94]。

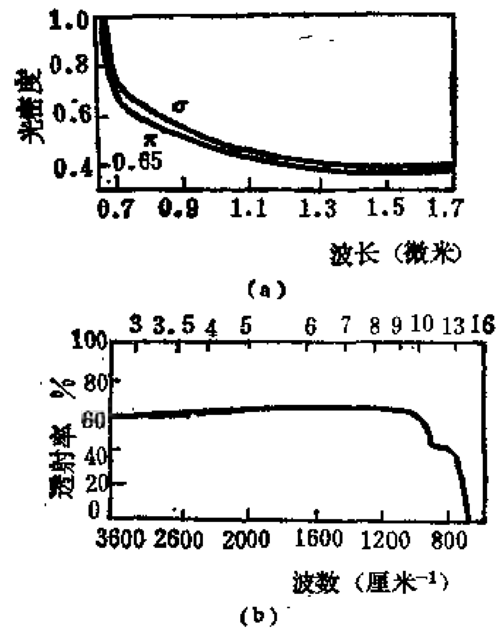


图 24-182　(a) 深红硫锑银矿石在0.65—1.7微米的光密度曲线，样品厚度0.66厘米。曲线未作反射损失修正。(b) Ag_3SbS_3 在波段2.5—1.5微米的透射率曲线[98]。

表 24-1—24-57　分别列出了各种特种光学材料的折射率、吸收系数、色散、折射率温度系数、消光系数和反射率等数据。

表 24-1　方解石和晶体石英的吸收系数表[13]

波　长	吸收系数（厘米⁻¹）		波　长	吸收系数（厘米⁻¹）	
（微米）	寻常光线	非常光线	（微米）	寻常光线	非常光线
			方　解　石		
1.6	0.05		3.6	18	1.8
1.7	0.09		3.7	14	2.1
1.8	0.16		3.8	14	2.1
1.9	0.23		3.9	24.0	1.8
2.0	0.37		4.0	27.0	1.4
2.1	0.62	0.02	4.1	22	1.2
2.2	1.1	0.05	4.2	8.1	1.3
2.3	1.7	0.07	4.3	9.7	1.4
2.4	2.3	0.09	4.4	12	2.1
2.5	2.7	0.14	4.5	14	2.5
2.6	2.5	0.07	4.6	12	2.1
2.7	2.3	0.07	4.7	6.5	1.4
2.8	2.3	0.09	4.8	5.5	1.4
2.9	2.8	0.18	4.9	6.0	1.8
3.0	4.0	0.28	5.0	7.1	3.0
3.1	6.7	0.46	5.1	9.0	4.8
3.2	10.0	0.69	5.2	12	7.1
3.3	15	0.92	5.3	16	11
3.4	19	1.2	5.4	20	16
3.5	20	1.4	5.5	28	28

续表

波长（微米）	吸收系数（厘米⁻¹） 寻常光线	非常光线	波长（微米）	吸收系数（厘米⁻¹） 寻常光线	非常光线
晶体石英					
2.7	0.02	0.05	3.9	2.8	2.8
2.8	0.05	0.09	4.0	3.9	3.9
2.9	2.2	0.30	4.1	4.8	4.8
3.0	1.1	0.37	4.2	6.4	6.4
3.1	0.60	0.34	4.3	8.1	8.1
3.2	0.30	0.21	4.4	10	10
3.3	0.18	0.14	4.5	15	15
3.4	0.18	0.18	4.6	20	20
3.5	0.44	0.44	4.7	30	30
3.6	0.83	0.83	4.8	51	51
3.7	1.3	1.3	4.9	91	91
3.8	2.0	2.0	5.0	150	150

表 24-2 几种材料的红外吸收系数〔71,99—102〕

波长（微米）	吸收系数（厘米⁻¹）	波长（微米）	吸收系数（厘米⁻¹）	波长（微米）	吸收系数（厘米⁻¹）
氟化锂					
4.5	0.05	7.0	2.0	9.0	13
5.0	0.07	7.5	4.1	9.5	20
5.5	0.16	8.0	6.4	10.0	32
6.0	0.44	8.5	9.4	11.0	67
6.5	0.99				
氧化镁					
5.5	0.05	7.5	2.1	9.5	10.0
6.0	0.16	8.0	3.2	10.0	31
6.5	0.48	8.5	4.5	11	69
7.0	1.1	9.0	6.4	12	
溴化钾					
18	0.02	26	0.44	34	3.2
19	0.05	28	0.76	36	4.6
20	0.09	30	1.2	38	7.2
22	0.11	32	2.0	40	12
24	0.25				
氯化钾					
14	0.02	20	0.39	32	20
15	0.05	22	1.3	34	39
16	0.07	24	2.5	36	69
17	0.09	26	4.4	38	115
18	0.16	28	6.7	40	200
19	0.28	30	12		
蓝宝石					
2.5	0.02	4.0	0.02	5.0	0.92
3.0	2.1	4.5	0.25	5.5	3.9
3.5	0.0				

续表

波长(微米)	吸收系数(厘米⁻¹)	波长(微米)	吸收系数(厘米⁻¹)	波长(微米)	吸收系数(厘米⁻¹)
		氯化银			
19	0.02	22	0.41	26	1.6
20	0.05	24	0.92		
		氯化钠			
13	0.02	17	0.67	22	7.1
14	0.07	18	1.3	24	13
15	0.16	19	2.3	26	23
16	0.41	20	3.9	28	44

表 24-3 磷酸二氢铵在24.8°C时的寻常光线和非常光线的折射率[97]

λ (微米)	n_o	n_e
0.4047	1.55969	1.49159
0.4077	1.53925	1.49123
0.4338	1.53578	1.48831
0.4916	…………	1.48390
0.5461	1.52662	1.48079
0.5769	1.52478	1.47939
0.5791	1.52466	1.47930
0.6328	1.52166	1.47685
1.0139	1.50835	1.46895
1.1287	1.50446	1.46704
1.1523	1.50364	1.46666

色 散 公 式[103]

$$n^2 = 1 + \frac{1.298\lambda^2}{\lambda^2 - a^2} + \frac{0.170\lambda^2}{\lambda^2 - b^2}$$

式中 $a = 9.9 \times 10^{-6}$ 厘米

$b = 2.5 \times 10^{-4}$ 厘米

表 24-4 硫化砷玻璃在 25°C 时的折射率[83,104]

λ(微米)	n	λ(微米)	n	λ(微米)	n
0.560	2.68689	0.800	2.52090	1.400	2.44357
0.580	2.65934	0.820	2.51483	1.600	2.43556
0.600	2.63640	0.840	2.50928	1.800	2.43000
0.620	2.61708	0.860	2.50418	2.000	2.42615
0.640	2.60043	0.880	2.49949	2.200	2.42318
0.660	2.58594	0.900	2.49515	2.400	2.42086
0.680	2.57323	0.920	2.49114	2.600	2.41898
0.700	2.56198	0.940	2.48742	2.800	2.41742
0.720	2.55195	0.960	2.48396	3.000	2.41008
0.740	2.54297	0.980	2.48074	3.200	2.41491
0.760	2.53488	1.000	2.47773	3.400	2.41386
0.780	2.52756	1.200	2.45612	3.600	2.41290

续表

λ(微米)	n	λ(微米)	n	λ(微米)	n
3.800	2.41200	6.600	2.40079	9.400	2.38570
4.000	2.41116	6.800	2.39991	9.600	2.38436
4.200	2.41035	7.000	2.39899	9.800	2.38298
4.400	2.40956	7.200	2.39806	10.000	2.38155
4.600	2.40878	7.400	2.39709	10.200	2.38007
4.800	2.40802	7.600	2.39610	10.400	2.37855
5.000	2.40725	7.800	2.39508	10.600	2.37698
5.200	2.40649	8.000	2.39403	10.800	2.37536
5.400	2.40571	8.200	2.39294	11.000	2.37369
5.600	2.40493	8.400	2.39183	11.200	2.37196
5.800	2.40414	8.600	2.39068	11.400	2.37018
6.000	2.40333	8.800	2.38949	11.600	2.36833
6.200	2.40250	9.000	2.38827	11.800	2.36643
6.400	2.40166	9.200	2.38700	12.000	2.36446

色　散　公　式

$$n^2-1=\sum_{i=1}^{i=5}\frac{K_i\lambda^2}{\lambda^2-\lambda_i^2}$$

式　中　常　数

i	λ_i^2	K_i
1	0.0225	1.8983678
2	0.0625	1.9222979
3	0.1225	0.8765134
4	0.2025	0.1188704
5	750	0.9569903

表 24-5　氟化钡在 25℃ 时的折射率和折射率温度系数[105,106]

λ (微米)	$n_{观测}$	$n_{计算}$	Δn	λ (微米)	$n_{观测}$	$n_{计算}$	Δn
0.2652	1.51217	1.51216	+1	1.12866	1.46779	1.46778	+1
0.28035	1.50668	1.50669	−1	1.36728	1.46673	1.46671	+2
0.28936	1.50390	1.50390	0	1.52952	1.46613	1.46611	+2
0.296728	1.50186	1.50184	+2	1.681	1.46561	1.46561	0
0.30215	1.50044	1.50043	+1	1.7012	1.46554	1.46555	−1
0.3130	1.49782	1.49786	−4	1.97009	1.46472	1.46470	+2
0.32546	1.49521	1.49526	−5	2.1526	1.46440	1.46442	−2
0.334448	1.49363	1.49363	0	2.32542	1.46356	1.46356	0
0.340365	1.49257	1.49256	+1	2.5766	1.46262	1.46271	−9
0.34662	1.49158	1.49154	+4	2.6738	1.46234	1.46237	−3
0.361051	1.48939	1.48940	−1	3.2434	1.46018	1.46017	+1
0.366328	1.48869	1.48869	0	3.422	1.45940	1.45941	−1
0.404656	1.48438	1.48439	−1	5.138	1.45012	1.45014	−2
0.465835	1.48173	1.48174	−1	5.3034	1.44904	1.44905	−1
0.486433	1.47855	1.47856	−1	5.343	1.44878	1.44878	0
0.546074	1.47586	1.47586	0	5.549	1.44732	1.44736	−4
0.589262	1.47443	1.47443	0	6.238	1.44216	1.44217	−1
0.643847	1.47302	1.47301	+1	6.6331	1.43899	1.43890	+9
0.656279	1.47274	1.47273	+1	6.8559	1.43694	1.43696	−2
0.706519	1.47177	1.47176	+1	7.0442	1.43529	1.43526	+3
0.85211	1.46984	1.46981	+3	7.268	1.43314	1.43317	−3
0.89435	1.46942	1.46940	+2	9.724	1.40514	1.40511	+3
1.01398	1.46847	1.46846	+1	10.346	1.39636	1.39639	−3

续表

色散公式			
$n^2-1=\sum_i \frac{A_i\lambda^2}{\lambda^2-\lambda_i^2}$			
式中常数（在25°C）			
$A_1=0.63356$ $A_2=0.506762$ $A_3=3.8261$		$\lambda_1^2=0.0033396$ $\lambda_2^2=0.012030$ $\lambda_3^2=2,151.70$	
折射率温度系数			
λ（微米）	$-\frac{dn}{dT}$ (10⁻⁶/°C)	λ（微米）	$-\frac{dn}{dT}$ (10⁻⁶/°C)
0.4046563	15.05	0.6562793	15.23
0.4358342	15.00	0.6678149	15.25
0.4861327	15.15	0.7065188	15.28
0.5460740	15.20	0.767858	15.45
0.589262	15.22		

表 24-6′ 硫化镉（六方晶系）的寻常光线和非常光线折射率

λ（微米）	n_o		n_e		λ（微米）	n_o		n_e	
	计算	观测	计算	观测		计算	观测	计算	观测
0.5500	2.561	2.565	2.598	2.597	0.9000	2.349	2.353	2.358	2.358
0.5750	2.517	2.518	2.548	2.545	0.9500	2.341	2.340	2.350	2.352
0.6000	2.484	2.483	2.511	2.511	1.0000	2.363	2.338	2.343	2.341
0.6250	2.458	2.458	2.482	2.478	1.0500	2.330	2.332	2.338	2.338
0.6500	2.438	2.438	2.459	2.459	1.1000	2.326	2.325	2.334	2.333
0.6750	2.421	2.421	2.438	2.437	1.1500	2.321	2.322	2.328	2.330
0.7000	2.407	2.407	2.425	2.425	1.2000	2.319	2.317	2.324	2.322
0.7500	2.386	2.386	2.400	2.403	1.2500	2.317	2.316	2.321	2.320
0.8000	2.371	2.371	2.383	2.383	1.3000	2.314	2.315	2.319	2.319
0.8500	2.359	2.359	2.369	2.372	1.4000	2.310	2.311	2.314	2.314

色散公式

$$n_o^2=5.235+\frac{1.819\times10^7}{\lambda^2-1.651\times10^7}\qquad n_e^2=5.239+\frac{2.076\times10^7}{\lambda^2-1.651\times10^7}$$

表 24-7　方解石的寻常光线和非常光线的折射率及其温度系数[107-111]

折　射　率

λ(微米)	n_o	n_e	λ(微米)	n_o	n_e	λ(微米)	n_o	n_e
0.198	………	1.57796	0.410	1.68014	1.49640	1.220	1.63926	1.47870
0.200	1.90284	1.57649	0.434	1.67552	1.49430	1.273	1.63849	
0.204	1.88242	1.57081	0.441	1.67423	1.49373	1.307	1.63789	1.47831
0.208	1.86733	1.56640	0.508	1.66527	1.48956	1.320	1.63767	
0.211	1.85692	1.56327	0.533	1.66277	1.48841	1.369	1.63681	
0.214	1.84558	1.55976	0.560	1.66046	1.48736	1.396	1.63637	1.47780
0.219	1.83075	1.55496	0.589	1.65835	1.48640	1.422	1.63590	
0.226	1.81309	1.54921	0.643	1.65504	1.48490	1.479	1.63490	
0.231	1.80233	1.54541	0.656	1.65437	1.48459	1.497	1.63457	1.47744
0.242	1.78111	1.53782	0.670	1.65367	1.48426	1.541	1.63381	
0.257	1.76038	1.53005	0.706	1.65207	1.48353	1.609	1.63261	
0.263	1.75343	1.52736	0.768	1.64974	1.48259	1.615	………	1.47685
0.267	1.74864	1.52547	0.795	1.64880	1.48216	1.682	1.63127	
0.274	1.74139	1.52261	0.801	1.64869	1.48216	1.749	………	1.47638
0.291	1.72774	1.51705	0.833	1.64772	1.48176	1.761	1.62974	
0.303	1.71959	1.51365	0.867	1.64676	1.48137	1.849	1.92800	
0.312	1.71425	1.51140	0.905	1.64578	1.48098	1.900	………	1.47573
0.330	1.70515	1.50746	0.946	1.64480	1.48060	1.946	1.62602	
0.340	1.70078	1.50562	0.991	1.64380	1.48022	2.053	1.62372	
0.346	1.69833	1.50450	1.042	1.64276	1.47985	2.100	………	1.47192
0.361	1.69317	1.50228	1.097	1.64167	1.47948	2.172	1.62099	
0.394	1.68374	1.49810	1.159	1.64051	1.47910	3.324	………	1.47392

温　度　系　数

λ(微米)	$\frac{dn_o}{dT}$ (10⁻⁵/°C)	$\frac{dn_e}{dT}$ (10⁻⁵/°C)	λ(微米)	$\frac{dn_o}{dT}$ (10⁻⁵/°C)	$\frac{dn_e}{dT}$ (10⁻⁵/°C)
0.211	2.150		0.467	0.319	
0.231	1.397	2.198	0.480	0.305	1.287
0.298	0.604	1.641	0.508	0.287	1.234
0.361	0.360	1.449	0.589	0.240	1.213
0.441	0.325	1.318	0.643	0.208	1.185

表 24-8　氟化钙的折射率和折射率温度系数[112—114]

折　射　率　(20°C)

λ (微米)	n	λ (微米)	n	λ (微米)	n	λ(微米)	n
0.19	1.50500	1.0140	1.42884	2.1608	1.42306	4.000	1.40963
0.20	1.49531	1.08304	1.42843	2.250	1.42258	4.1252	1.40847
0.22	1.48119	1.1000	1.42834	2.3573	1.42198	4.2500	1.40722
0.24	1.47133	1.1786	1.42789	2.450	1.42143	4.4000	1.40568
0.26	1.46397	1.250	1.42752	2.5537	1.42080	4.6000	1.40357
0.28	1.45841	1.3756	1.42689	2.6519	1.42018	4.7146	1.40233
0.30	1.45400	1.4733	1.42642	2.700	1.41988	4.8000	1.40130
0.35	1.44658	1.5715	1.42596	2.750	1.41956	5.000	1.39908
0.40	1.441857	1.650	1.42558	2.800	1.41923	5.3036	1.39522
0.48615	1.43704	1.7680	1.42502	2.880	1.41890	5.8932	1.38712
0.58758	1.43388	1.8400	1.42468	2.9466	1.41823	6.4825	1.37824
0.58932	1.43384	1.8688	1.42454	3.0500	1.41750	7.0718	1.36805
0.65630	1.43249	1.900	1.42439	3.0980	1.41714	7.6612	1.35673
0.68671	1.43200	1.9153	1.42431	3.2413	1.41610	8.2505	1.34410
0.72818	1.43143	1.9644	1.42407	3.4000	1.41487	8.8398	1.33075
0.76653	1.43093	2.0582	1.42360	3.5359	1.41367	9.4291	1.31605
0.88400	1.42980	2.0626	1.42357	3.8306	1.41119		

续表

温度系数					
λ (微米)	$\frac{dn}{dT}$ $(10^{-5}/°C)$	T (°C)	λ (微米)	$\frac{dn}{dT}$ $(10^{-5}/°C)$	T (°C)
0.185	−0.296	61.25	0.325	−0.948	61.25
0.186	−0.313	61.25	0.340	−0.964	61.25
0.193	−0.402	61.25	0.361	−0.979	61.25
0.197	−0.451	61.25	0.441	−1.028	61.25
0.198	−0.464	61.25	0.480	−1.035	61.25
0.200	−0.493	61.25	0.508	−1.056	61.25
0.204	−0.538	61.25	0.589	−1.111	60.5
0.208	−0.582	61.25	0.640	−1.113	59.2
0.211	−0.601	61.25	0.900	−1.031	59.9
0.214	−0.637	61.25	1.2	−1.040	59.9
0.219	−0.655	61.25	1.25	−1.029	60.0
0.224	−0.693	61.25	1.30	−1.018	60.2
0.231	−0.732	61.25	2.0	−0.932	60.2
0.257	−0.811	61.25	3.16	−0.881	59.4
0.274	−0.855	61.25	4.2	−0.831	59.6
0.288	−0.884	61.25	5.3	−0.821	59.0
0.298	−0.904	61.25	6.5	−0.787	56.8

表 24-9　钼酸钙在 19.5°C 时的折射率

λ (微米)	n_o	n_e	λ (微米)	n_o	n_e
0.40466	2.04452	2.06156	0.57906	1.98049	1.99066
0.43584	2.02553	2.04029	0.58756	1.97893	1.98897
0.46782	2.01091	2.02409	0.64385	1.97033	1.97961
0.47099	2.00629	2.01898	0.66781	1.96737	1.97639
0.50858	1.99697	2.00873	0.70652	1.96321	1.97189
0.54607	1.98730	1.99810	1.0830	1.94317	1.95030
0.57696	1.98089	1.99109			

表 24-10　钛酸钙的折射率[115]

λ (微米)	n_o	n_e	λ (微米)	n_o	n_e
0.434	1.6136	1.3404	0.578	1.5860	1.3363
0.436	1.6121	1.3403	0.589	1.5848	1.3360
0.486	1.5998	1.3384	0.656	1.5791	1.3347
0.501	1.5968	1.3379	0.668	1.5783	1.3345
0.546	1.5899	1.3365			

表24-11　溴化铯在 27℃ 时的折射率[116]

λ(微米)	0.0	0.1	0.2	0.3	0.4	0.5	0.6	0.7	0.8	0.9
0	········	········	········	········	73,519	70,896	69,588	68,825	68,345	68,022
1	67,793	67,624	67,496	67,397	67,318	67,254	67,201	67,157	67,120	67,088
2	67,061	67,036	67,015	66,996	66,979	66,963	66,948	66,935	66,923	66,911
3	66,904	66,890	66,881	66,871	66,862	66,853	66,845	66,837	66,829	66,821
4	66,813	66,805	66,798	66,790	66,782	66,775	66,767	66,760	66,752	66,745
5	66,737	66,730	66,722	66,715	66,707	66,699	66,691	66,683	66,675	66,667
6	66,659	66,651	66,643	66,634	66,626	66,617	66,609	66,600	66,591	66,582
7	66,573	66,564	66,555	66,545	66,536	66,526	66,517	66,507	66,497	66,487
8	66,477	66,467	66,457	66,446	66,436	66,425	66,414	66,403	66,392	66,381
9	66,370	66,359	66,347	66,335	66,324	66,312	66,300	66,288	66,276	66,263
10	66,251	66,238	66,226	66,213	66,200	66,187	66,174	66,160	66,147	66,134
11	66,120	66,106	66,092	66,078	66,064	66,050	66,035	66,021	66,006	65,991
12	65,976	65,961	65,946	65,931	65,915	65,900	65,884	65,868	65,852	65,836
13	65,820	65,804	65,787	65,770	65,754	65,737	65,720	65,703	65,685	65,668
14	65,651	65,633	65,615	65,597	65,579	65,561	65,543	65,524	65,505	65,487
15	65,468	65,449	65,430	65,411	65,391	65,372	65,352	65,332	65,312	65,292
16	65,272	65,251	65,231	65,210	65,190	65,169	65,148	65,126	65,105	65,084
17	65,062	65,040	65,018	64,996	64,974	64,952	64,929	64,907	64,884	64,861
18	64,838	64,815	64,792	64,768	64,745	64,721	64,697	64,673	64,649	64,625
19	64,600	64,576	64,551	64,526	64,501	64,476	64,450	64,425	64,390	64,374
20	64,348	64,322	64,295	64,269	64,243	64,216	64,189	64,162	64,135	64,108
21	64,080	64,053	64,025	63,997	63,969	63,941	63,913	63,884	63,856	63,827
22	63,798	93,769	63,739	63,710	63,681	63,651	63,621	63,591	63,561	63,530
23	63,500	63,469	63,438	63,407	63,376	63,345	63,313	63,282	63,250	63,218
24	63,186	63,154	63,121	63,089	63,056	63,023	62,990	62,957	62,923	62,890
25	62,856	62,822	62,788	62,754	62,719	62,685	62,650	62,615	62,580	62,545
26	62,509	62,474	62,438	62,402	62,366	62,330	62,293	62,256	62,220	62,183
27	62,146	62,108	62,071	62,033	61,995	61,957	61,919	61,881	61,842	61,803
28	61,764	61,725	61,686	61,646	61,607	61,567	61,527	61,487	61,446	61,406
29	61,365	61,324	61,283	61,242	61,200	61,158	61,116	61,074	61,032	60,990
30	60,947	60,904	60,861	60,818	60,775	60,731	60,687	60,643	60,599	60,555
31	60,510	60,465	60,420	60,375	60,330	60,284	60,238	60,192	60,146	60,100
32	60,053	60,007	59,960	59,912	59,865	59,817	59,770	59,722	59,673	59,625
33	59,576	59,527	59,478	59,429	59,380	59,330	59,280	59,230	59,179	59,129
34	59,078	59,027	58,976	58,924	58,873	58,821	58,769	58,717	58,664	58,611
35	58,558	58,505	58,452	58,398	58,344	58,290	58,236	58,181	58,126	58,071
36	58,016	57,960	57,905	57,849	57,792	57,736	57,679	57,622	57,565	57,503
37	57,450	57,392	57,334	57,276	57,217	57,158	57,099	57,040	56,980	56,920
38	56,860	56,809	56,739	56,678	56,617	56,556	56,494	56,432	56,370	56,308
39	56,245	56,182	56,110							

色　散　公　式

$$n^2 = 5.640752 - 0.000003338\lambda^2 = \frac{0.0018612}{\lambda^2} + \left(\frac{41,110.49}{\lambda^2} - 14,390.4\right) + \left(\frac{0.0290764}{\lambda^2} - 0.024964\right)$$

温　度　系　数

两个样品（取自不同厂家）的平均折射率温度系数是 7.9×10^{-5}/°C

表 24-12　碘化铯在24℃时的折射率[84]

λ(微米)	n	λ(微米)	n	λ(微米)	n	(λ)微米	n	λ(微米)	n
0.280	103,939	1.84	74,683	16.6	73,242	27.8	71,289	39.0	68,159
0.300	97,872	1.88	74,664	16.8	73,210	28.0	71,244	39.2	68,091
0.320	93,700	1.92	74,647	17.0	73,190	28.2	71,199	39.4	68,023
0.340	90,649	1.96	74,631	17.2	73,164	28.4	71,153	39.6	67,954
0.360	88,321	2.00	74,616	17.4	73,137	28.6	71,107	39.8	67,881
0.380	86,497	2.20	74,551	17.6	73,111	28.8	71,061	40.0	67,814
0.400	85,927	2.40	74,500	17.8	73,088	29.0	71,014	40.2	67,744
0.420	83,823	2.60	74,460	18.0	73,056	29.2	70,967	40.4	67,673
0.440	82,820	2.80	74,427	18.2	73,028	29.4	70,919	40.6	67,601
0.460	81,975	3.00	74,400	18.4	72,999	29.6	70,871	40.8	67,530
0.480	81,255	3.50	74,346	18.6	72,971	29.8	70,823	41.0	67,457
0.500	80,635	4.00	74,305	18.8	72,942	30.0	70,774	41.2	67,381
0.520	80,097	4.50	74,270	19.0	72,913	30.2	70,725	41.4	67,311
0.540	79,626	5.00	74,239	19.2	72,833	30.4	70,676	41.6	67,237
0.560	79,213	5.50	74,210	19.4	72,853	30.6	70,626	41.8	67,163
0.580	78,846	6.00	74,181	19.6	72,823	30.8	70,576	42.0	67,088
0.600	78,520	6.50	74,152	19.8	72,793	31.0	70,525	42.2	67,013
0.620	78,229	7.00	74,122	20.0	72,762	31.2	70,474	42.4	66,937
0.640	77,967	7.50	74,091	20.2	72,731	31.4	70,422	42.6	66,861
0.660	77,731	8.00	74,059	20.4	72,699	31.6	70,371	42.8	66,781
0.680	77,517	8.50	74,026	20.6	72,667	31.8	70,318	43.0	66,707
0.700	77,323	9.00	73,991	20.8	72,635	32.0	70,266	43.2	66,620
0.720	77,146	9.50	73,954	21.0	72,602	32.2	70,213	43.4	66,551
0.740	76,985	10.0	73,916	21.2	72,570	32.4	70,150	43.6	66,472
0.760	76,836	10.2	73,901	21.4	72,536	32.6	70,105	43.8	66.392
0.780	76,700	10.4	73,885	21.6	72,503	32.8	70,051	44.0	66,312
0.800	76,575	10.6	73,868	21.8	72,469	33.0	69,996	44.2	66,232
0.820	76,459	10.8	73,852	22.0	72,435	33.2	69,941	44.4	66,151
0.840	76,352	11.0	73,835	22.2	72,400	33.4	69,886	44.6	66,070
0.860	76,252	11.2	73,818	22.4	72,365	33.6	69,830	44.8	65,988
0.880	76,159	11.4	73,800	22.6	72,330	33.8	69,774	45.0	65,905
0.900	76,074	11.6	73,783	22.8	72,291	34.0	69,717	45.2	65,822
0.920	75,993	11.8	73,765	23.0	72,258	34.2	69,660	45.4	65,739
0.940	75,918	12.0	73,746	23.2	72,222	34.4	69,602	45.6	65,655
0.960	75,848	12.2	73,728	23.4	72,185	34.6	69,544	45.8	65,570
0.980	75,782	12.4	73,700	23.6	72,148	34.8	69,486	46.0	65,485
1.00	75,721	12.6	73,690	23.8	72,111	35.0	69,427	46.2	65,399
1.04	75,608	12.8	73,670	24.0	72,073	35.2	69,368	46.4	65,313
1.08	75,508	13.0	73,650	24.2	72,035	35.4	69,398	46.6	65,226
1.12	75,419	13.2	73,630	24.4	71,997	35.6	69,248	46.8	65,138
1.16	75,339	13.4	73,610	24.6	71,958	35.8	69,188	47.0	65,051
1.20	75,268	13.6	73,589	24.8	71,919	36.0	69,127	47.2	64,962
1.24	75,203	13.8	73,568	25.0	71,880	36.2	69,065	47.4	64,873
1.28	75,144	14.0	73,547	25.2	71,840	36.4	69,004	47.6	64,783
1.32	75,091	14.2	73,525	25.4	71,800	36.6	68,911	47.8	64,693
1.36	75,042	14.4	73,504	25.6	71,759	36.8	68,879	48.0	64,602
1.40	74,997	14.6	73,481	25.8	71,718	37.0	68,815	48.2	64,311
1.44	74,956	14.8	73,459	26.0	71,677	37.2	68,752	48.4	64,419
1.48	74,919	15.0	73,436	26.2	71,635	37.4	68,688	48.6	64,326
1.52	74,884	15.2	73,413	26.4	71,593	37.6	68,623	48.8	64,233
1.56	74,852	15.4	73,389	26.6	71,551	37.8	68,558	49.0	64,139
1.60	71,822	15.6	73,366	26.8	71,508	38.0	68,493	49.2	64,045
1.64	71,795	15.8	73,342	27.0	71,465	38.2	68,427	49.4	63,950
1.68	74,769	16.0	73,317	27.2	71,422	38.4	68,361	49.6	63,855
1.72	74,745	16.2	73,292	27.4	71,378	38.6	68,294	49.8	63,759
1.76	74,723	16.4	73,267	27.6	71,334	38.8	68,227	40.0	63,662
1.80	74,702								

续表

色散公式					
$n^2-1=\sum_i \frac{K_i\lambda^2}{\lambda^2-\lambda_i^2}$					
常数					
i	λ_i^2	K_i	i	λ_i^2	K_i
1	0.00052701	0.34617251	4	0.044944	0.39743178
2	0.02140156	1.0080886	5	25,921.0	3.3605359
3	0.032761	0.28551800			

表 24-13　晶体石英的折射率和折射率温度系数[107]

折射率					
λ(微米)	n_o	n_e	λ(微米)	n_o	n_e
0.185	1.05751	1.68988	1.5414	1.52781	1.53630
0.198	1.65087	1.66394	1.6815	1.52583	1.53422
0.231	1.61395	1.62555	1.7614	1.52468	1.53301
0.340	1.56747	1.57737	1.9457	1.52184	1.53004
0.394	1.55846	1.56805	2.0531	1.52005	1.52823
0.434	1.55396	1.56330	2.30	1.51561	
0.508	1.54822	1.55746	2.00	1.50986	
0.5893	1.54424	1.55335	3.00	1.49953	
0.768	1.53903	1.54794	3.50	1.48451	
0.8325	1.53773	1.54661	4.00	1.46617	
0.9914	1.53514	1.54392	4.20	1.4569	
1.1592	1.53233	1.54152	5.00	1.417	
1.3070	1.53090	1.53951	6.45	1.274	
1.3958	1.52977	1.53832	7.0	1.167	
1.4792	1.52865	1.53716			

温度系数					
λ(微米)	$\frac{dn_o}{dT}$ $(10^{-3}/°C)$	$\frac{dn_e}{dT}$ $(10^{-5}/°C)$	λ(微米)	$\frac{dn_o}{dT}$ $(10^{-3}/°C)$	$\frac{dn_e}{dT}$ $(10^{-5}/°C)$
0.202	+0.321	+0.267	0.293	−0.311	−0.415
0.206	0.253	0.193	0.313	−0.348	−0.450
0.210	0.193	0.143	0.325	−0.352	−0.469
0.214	0.124	0.083	0.340	−0.393	−0.591
0.219	0.074	0.027	0.361	−0.418	−0.521
0.224	0.017	−0.048	0.441	−0.475	−0.593
0.226	−0.008	−0.075	0.467	−0.485	−0.601
0.228	−0.027	−0.093	0.480	−0.499	−0.610
0.231	−0.052	−0.112	0.508	−0.514	−0.616
0.257	−0.186	−0.265	0.589	−0.530	−0.642
C.274	−0.235	−0.323	0.643	−0.549	−0.653
0.283	−0.279	−0.385			

注　从0.185—0.76微米的数据是在23°C测的；0.8325—2.30微米的数据是20°C的；2.6—7.0微米数据是18°C的[117-119]。

表 24-14　金刚石的折射率[120]

λ(微米)	n	λ(微米)	n
0.480	2.4368	0.589	2.4175
0.486	2.4354	0.644	2.4114
0.546	2.4235	0.656	2.4104

表 24-15　萤石（氟化钙）的折射率和折射率温度系数[121]

λ(微米)	$n_{计算}$	Δn		$-\frac{dn}{dT}(10^{-6}/^\circ C)$	λ(微米)	$n_{计算}$	Δn		$-\frac{dn}{dT}(10^{-6}/^\circ C)$
		合成	天然				合成	天然	
0.228803	1.47635	−2	+1	6.2	1.39506	1.42675	+1	+6	9.9
0.24827	1.46793	+3	+5	7.0	1.52952	1.42642	+4	+4	9.6
0.2537	1.46602	+9	+12	7.5	1.7012	1.42531	+2	+4	9.4
0.26520	1.46233	−1	0	8.1	1.81307	1.42478	0	+9	9.1
0.28035	1.45828	−1	+1	8.4	1.97009	1.42401	+3	+3	8.9
0.296728	1.45467	−2	0	8.8	2.1526	1.42306	−1	+1	8.7
0.334448	1.44852	−1	+2	9.2	2.32542	1.42212	+3	+4	8.5
0.34662	1.44691	−3	0	9.4	2.4374	1.42147	0	+2	8.5
0.365015	1.44490	−4	0	9.6	3.3026	1.41561	0	+3	8.2
0.4046563	1.44451	−3	+1	9.8	3.422	1.41467	+2	+2	8.1
0.4358312	1.43949	−3	0	10.0	3.5070	1.41398	−1	+2	8.0
0.4864327	1.43703	−4	0	10.2	3.7067	1.41229	+2	+2	7.8
0.546074	1.43494	−3	+1	10.4	4.258	1.40713	+4	+4	7.5
0.580262	1.43381	−2	+2	10.4	5.01882	1.39873	+1	+5	7.3
0.643847	1.43268	−2	+3	10.4	5.3034	1.39520	+3	+3	7.2
0.6562793	1.43246	−2	+1	10.4	6.0140	1.38539	+5	+5	[illegible]
0.6678449	1.43226	−1	+1	10.5	6.238	1.38200	−6	0	7.0
0.7065188	1.43167	−2	+2	10.5	6.63306	1.37565	0	+1	6.9
0.767858	1.43038	−2	+2	10.6	6.8559	1.37186	−8	+2	6.7
0.85212	1.43002	−1	+4	10.6	7.268	1.36443	+2	+7	6.5
0.8944	1.42966	0	+1	10.6	7.4644	1.36070	+5	+6	6.4
1.01398	1.42879	−2	0	10.5	8.662	1.33500	−4	+3	6.0
1.3622	1.42691	+1	+8	10.0	9.724	1.30756	+1	+5	5.6

色散公式

$$n^2-1=\frac{A_i\lambda^2}{\lambda^2-\lambda_i^2}$$

在 25°C 时的常数

$\lambda_1=0.050263605$	$\lambda_1^2=0.002526430$	$A_1=0.5675888$
$\lambda_2=0.1003909$	$\lambda_2^2=0.01007833$	$A_2=0.4710914$
$\lambda_3=34.649040$	$\lambda_3^2=1.2005560$	$A_3=3.8484723$

表 24-16　熔石英的折射率[87-89]

三个厂家的样品在 20°C 的折射率及其偏差值

波长(微米)	光源	计算折射率	偏差值×10⁶				波长(微米)	光源	计算折射率	偏差值×10⁶			
			平均❶	科宁	迪纳斯尔	通用电气				平均❶	科宁	迪纳斯尔	通用电气
0.213856	Zn	1.53[illegible]307	−27	[illegible]	−43	−31	0.239938	Hg	1.513367	+3	+6	+2	+9
0.214438	Cd	1.533722	−2	−11	−21	−22	0.248272	Hg	1.508398	+2	+6	−1	+7
0.226747	Cd	1.522750	+70	+71	[illegible]	+73	0.265204	Hg	1.500029	−29	−32	−25	−13
0.230209	Hg	1.520081	−21	−28	−31	−23	0.269885	Hg	1.498047	+3	+7	−4	+11
0.237833	Hg	1.5147[illegible]	+1	+13	+23	[illegible]	0.275278	Hg	1.495913	−3	+2	+8	+12

续表

波长(微米)	光源	计算折射率	偏差值×10⁶ 平均❶	科宁	迪纳斯尔	通用电气
0.280347	Hg	1.494039	+1	−4	−9	−11
0.289360	Hg	1.490990	+20	+18	+22	+20
0.296728	Hg	1.488734	−14	−7	−12	−4
0.302150	Hg	1.487194	−4	−9	−2	+4
0.330259	Zn	1.480539	−9	+1	+10	+3
0.334148	Hg	1.479763	−3	−8	−1	+9
0.340365	Cd	1.478584	+6	+9	+2	−8
0.346620	Cd	1.477468	+2	−17	−12	−14
0.361051	Cd	1.475129	+1	+3	−9	−8
0.365015	Hg	1.474539	−19	−11	−15	−21
0.404656	Hg	1.469618	+2	+1	−1	+2
0.435835	Hg	1.466693	−3	+5	+1	+3
0.467816	Cd	1.464292	+8	+5	+3	+6
0.486133	H	1.463126	+4	+[illegible]	+5	+7
0.508582	Cd	1.461803	+7	+4	+1	+5
0.546074	Hg	1.460078	+2	+4	+1	−5
0.576959	Hg	1.458846	+4	+5	+3	+4
0.579065	Hg	1.458769	+1	+6	+6	+6
0.587561	He	1.458464	+6	+3	−2	+1
0.589262	Na	1.458404	−4	+6	+3	+7
0.643847	Cd	1.456704	+6	+9	+4	+7
0.656272	H	1.456367	+3	+7	+5	+7
0.667815	He	1.456067	+3	+8	+6	+3
0.706519	He	1.455145	+5	+10	+12	+7
0.852111	Cs	1.452465	+5	+8	+3	+5
0.894350	Cs	1.451835	+5	+11	+5	+10
1.01398	Hg	1.450242	+8	+6	+3	+[illegible]
1.08297	He	1.449405	−5	+8	+1	−9
1.12866	Hg	1.448869	+1	+7	+8	+9
1.3622	Hg	1.446212	−12	−6	−14	−12
1.39506	Hg	1.445836	+4	−1	+4	−3
1.4695	Cs	1.444975	−5	+3	+9	+10
1.52952	Hg	1.444268	+2	+8	+6	0
1.6606	TCB❷	1.442670	−20	−14	−19	−11
1.681	Poly❸	1.442414	+6	−2	−10	−8
1.6932	Hg	1.442260	0	+7	−6	−1
1.70913	Hg	1.442057	+3	0	+3	−1
1.81307	Hg	1.440699	+21	−7	−7	−6
1.97009	Hg	1.438519	+1	+6	+12	−12
2.0581	He	1.437224	−4	−3	−9	−11
2.1526	TCB❷	1.435769	−29	−22	−27	−24
2.32542	Hg	1.432928	−18	−19	3	−6
2.4374	TCB❷	1.430954	−24	−23	−21	−14
3.2439	Poly❸	1.413118	+32	+21	+29	+25
3.2668	Poly❸	1.412505	+25	+20	+30	+25
3.3026	Poly❸	1.411535	+25	+32	+30	+28
3.422	Poly❸	1.408160	+20	+40	+42	+37
3.5070	Poly❸	1.405676	−16	−26	−20	−10
3.5364	TCB❷	1.401174	−24	−27	−29	−18
3.7667	TCB❷	1.399389	−19	−22	−14	−9
偏差绝对平均值			10.5	11.[illegible]	12.2	11.7

色散公式

式中λ用微米表示

$$n^2-1=\frac{0.6961663\lambda^2}{\lambda^2-0.0684043^2}+\frac{0.4079426\lambda^2}{\lambda^2-0.1162414^2}+\frac{0.8974794\lambda^2}{\lambda^2-9.896161^2}$$

不同厂家样品的折射率偏差(在20°C)

λ(微米)	偏差值×10⁶ 科宁❹ 1	2	3	4	迪纳斯尔❹ 1	2	3	4	通用电气❹ 1	2	3	4
0.4047	11	26	24	20	4	27	21	21	11	12	−12	14
0.4861	16	27	16	21	5	29	19	21	7	13	−7	12
0.5461	14	24	22	17	5	33	25	16	11	12	−13	12
0.5893	12	27	23	27	0	18	20	22	12	13	−8	12
0.6563	12	23	19	19	1	27	22	23	13	10	−7	14
0.7065	17	28	20	18	2	31	23	23	13	15	−11	17
0.8944	11	26	22	19	3	31	19	25	11	12	−8	13
1.014	16	21	20	20	6	30	26	22	14	13	−11	14
1.083	15	24	25	25	7	35	25	25	13	16	−9	12
平均Δn	13.5	24.9	20.0	21.6	3.5	27.4	20.4	20.5	11.3	12.9	−9.6	13.2
ν值	67.78	67.78	67.86	67.80	67.78	67.80	67.85	67.85	67.88	67.77	67.82	67.84

❶指科宁、迪纳斯尔和通用电气三家样品的实验测定值的算术平均偏差

❷1,4,4—三氯苯

❸聚苯乙稀

❹下面的每个数字栏表示不同的样品。偏差是指测量值与色散公式的计算值之间的差值。每个Δn值都是对于所采用的18个波长的平均值。

表 24-17 锑化镓的折射率和消光系数[122]

λ (微米)	n	k	λ (微米)	n	k
1.49	……	0.0970	1.97	……	0.000110
1.51	……	0.0945	2.00	3.789	0.000108
1.53	……	0.0905			0.0000987
1.55	……	0.0867	2.03	……	0.000109
1.56	……	0.0852	2.07	……	0.000113
1.57	……	0.0816	2.1	3.780	
1.58	……	0.0790	2.2	3.764	
1.59	……	0.0768	2.3	3.758	
1.60	……	0.0739	2.4	3.755	0.000143
1.61	……	0.0710	2.5	3.749	0.000165
1.62	……	0.0680	2.8	……	0.000265
1.63	……	0.0649	3.0	3.898	0.000365
1.64	……	0.0614	3.4	……	0.000666
1.65	……	0.0582	3.5	3.861	0.00746
1.66	……	0.0547	3.7	……	0.000925
1.68	……	0.0310	4.0	3.833	0.00126
1.69	……	0.0470	4.5	……	0.00188
1.70	……	0.0406	5.0	3.824	0.00253
1.71	……	0.0251	5.4	……	0.00313
1.72	……	0.00748	5.8	……	0.00366
1.73	……	0.00668	6.0	3.824	0.00394
		0.00214	6.2	……	0.00422
1.74	……	0.00305	6.7	……	0.00490
1.75	……	0.00183	7.0	3.843	0.00533
1.76	……	0.00124	7.4	……	0.00590
1.77	……	0.000918	8.0	3.843	0.00668
		0.00123	8.4	……	0.00721
1.80	3.820	0.000540	9.0	3.843	0.00799
		0.000551	9.5	……	0.00863
1.82	……	0.000356	10.0	3.843	0.00926
		0.000355	10.6	……	0.00995
1.84	……	0.000196	11.1	……	0.0106
1.85	……	0.000252	12.0	3.843	0.0116
1.88	……	0.000200	12.4	……	0.0121
		0.000141	12.8	……	0.0126
1.90	3.802		13.4	……	0.0141
1.91	……	0.000141	14.0	3.861	0.0140
1.94	……	0.000118	14.9	3.880	

注 一个波长对应二个或几个值时，是取自不同的测定者

表 24-18 砷化镓的折射率[123]

λ (微米)	n	λ (微米)	n
0.78±0.01	3.34±0.04	14.5±0.05	2.82±0.04
8.0±0.05	3.34±0.04	15.0±0.05	2.73±0.04
10.0±0.05	3.135±0.04	17.0±0.05	2.59±0.04
11.0±0.05	3.045±0.04	19.0±0.05	2.41±0.04
13.0±0.05	2.97±0.04	21.9±0.1	2.12±0.04
13.7±0.05	2.895±0.04		

表 24-19 磷化镓的折射率和消光系数[91,124]

λ (微米)	n	k	λ (微米)	n	k
0.049	1.028	0.168	0.504	……	1.85×10^{-3}
0.050	1.000	0.201	0.510	……	1.42×10^{-3}
0.052	0.991	0.231	0.514	……	1.19×10^{-3}
0.054	0.999	0.280	0.519	……	1.04×10^{-3}
0.056	1.023	0.290	0.520	3.95	
0.059	1.026	0.278	0.521	……	8.57×10^{-4}
0.063	0.972	0.243	0.530	……	5.34×10^{-4}
0.065	0.901	0.286	0.534	……	3.34×10^{-4}
0.069	0.839	0.362	0.538	……	2.41×10^{-4}
0.073	0.790	0.474	0.544	……	1.18×10^{-4}
0.077	0.801	0.588	0.547	……	6.90×10^{-5}
0.083	0.825	0.691	0.553	……	3.44×10^{-5}
0.089	0.854	0.796	0.555	……	2.19×10^{-5}
0.095	0.896	0.905	0.561	……	1.39×10^{-5}
0.103	0.951	1.023	0.565	……	9.38×10^{-6}
0.113	1.025	1.133	0.571	……	6.88×10^{-6}
0.124	1.143	1.303	0.574	……	5.70×10^{-6}
0.135	1.250	1.230	0.579	……	4.96×10^{-6}
0.139	1.195	1.234	0.582	……	4.71×10^{-6}
0.146	1.116	1.331	0.600	3.46	
0.157	1.075	1.639	0.620	3.42	
0.165	1.187	1.841	0.640	3.36	
0.177	1.390	2.119	0.660	3.34	
0.180	1.479	2.188	0.680	3.34	
0.188	1.727	2.125	0.700	3.33	
0.190	1.732	2.073	0.750	3.28	
0.194	1.696	2.085	0.800	3.27	
0.207	1.709	2.353	0.850	3.24	
0.229	2.246	3.295	0.900	3.20	
0.234	2.631	3.472	0.950	3.17	
0.239	3.191	3.462	1.00	3.17	
0.264	4.130	2.102	1.10	3.13	
0.288	3.862	1.481	1.20	3.10	
0.295	3.785	1.494	1.30	3.07	
0.302	3.743	1.541	1.40	3.07	
0.310	3.770	1.649	1.60	3.04	4.99×10^{-4}
0.318	3.906	1.801	1.80	3.03	7.56×10^{-4}
0.330	4.653	1.959	2.00	3.02	1.03×10^{-3}
0.335	5.078	1.710	2.50	2.99	2.11×10^{-3}
0.344	5.192		3.00	2.97	2.53×10^{-3}
0.354	4.848		3.50	2.95	2.23×10^{-3}
0.375	4.252		4.00	2.95	2.57×10^{-3}
0.452	……	3.12×10^{-2}	4.50	2.95	3.21×10^{-3}
0.454	……	2.36×10^{-2}	5.00	2.94	4.22×10^{-3}
0.456	……	1.87×10^{-2}	6.00	2.92	7.26×10^{-3}
0.457	……	1.59×10^{-2}	7.00	2.95	1.1[illegible] $\times10^{-2}$
0.459	……	1.43×10^{-2}	8.00	2.94	1.64×10^{-2}
0.463	……	1.16×10^{-2}	9.00	2.91	2.69×10^{-2}
0.464	……	9.49×10^{-3}	10.00	2.90	
0.470	……	7.68×10^{-3}	16.00	2.750	
0.473	……	6.37×10^{-3}	16.65	2.714	
0.477	……	5.47×10^{-3}	17.23	2.679	
0.480	……	4.66×10^{-3}	18.00	2.643	
0.482	……	4.29×10^{-3}	18.87	2.600	
0.488	……	3.41×10^{-3}	20.00	2.529	
0.492	……	3.06×10^{-3}	20.87	2.500	
0.496	……	2.54×10^{-3}	21.72	2.386	
0.500	……	2.47×10^{-3}	22.51	2.207	
0.501	……	2.18×10^{-3}	23.29	1.979	

表 24-19 碲化镓的折射率和消光系数 续表

λ (微米)	n	k	λ (微米)	n	k
24.01	1.650		27.34	……	10.84
24.57	1.129		27.36	15.19	
24.82	……	0.064	27.37	……	8.20
25.00	0.100		27.44	……	5.13
25.26	……	1.879	27.45	13.47	
25.42	0.043		27.46	……	2.57
26.23	……	3.400	27.53	……	1.04
26.51	0.129		27.54	10.87	
26.66	……	5.000	27.57	……	0.68
26.89	……	6.614	27.65	……	0.45
26.98	0.457		27.69	8.50	
27.04	……	8.893	27.82	……	0.200
27.14	……	11.50	28.09	……	0.114
27.18	1.83		28.21	6.19	
27.19	4.07		28.64	……	0.107
27.21	7.62		29.12	……	0.050
27.26	13.12		29.34	4.67	
27.26	……	14.60	29.69	……	0.050
27.29	……	17.33	29.94	4.39	
27.32	16.58	13.60	30.00	4.36	0.021

折射率的实验值和计算值的比较

ν(厘米$^{-1}$)	实 验	计 算	ν(厘米$^{-1}$)	实 验	计 算	ν(厘米$^{-2}$)	实 验	计 算
12,500	3.1830	3.18286	183.93	3.4440	3.4435	94.21	3.3621	3.3609
9,091	3.0981	3.09821	175.29	3.4302	3.4311	87.92	3.3584	3.3579
5,000	3.0379	3.03754	167.78	3.4238	3.4214	72.07	3.3522	3.3513
4,167	3.0296	3.02925	162.00	3.4134	3.4145	59.36	3.3463	3.3472
3,125	3.0197	3.01982	149.96	3.4010	3.4015	52.97	3.3450	3.3454
2,778	3.0166	3.01658	139.27	3.3922	3.3915	46.17	3.3438	3.3438
2,500	3.0137	3.01375	128.54	3.3830	3.3826	33.76	3.3399	3.3414
			117.70	3.3754	3.3747	27.32	3.3407	3.3405
			109.90	3.3706	3.3697			

表 24-20 锗的折射率和温度系数[69,93,94,125]

锗的折射率 (27°C)

λ (微米)	n	λ (微米)	n	λ (微米)	n
2.0581	4.1016	2.998	4.0452	8.66	4.0043
2.1526	4.0919	3.3033	4.0369	9.72	4.0034
2.3126	4.0786	3.4188	4.0334	11.04	4.0026
2.4374	4.0708	4.258	4.0216	12.20	4.0023
2.577	4.0609	4.866	4.0170	13.02	4.0021
2.7144	4.0552	6.238	4.0094		

色散公式

$$n = A + BL + CL^2 + D\lambda^2 + E\lambda^4$$

式中常数

$A = 3.99931$　　$D = -0.0000060$

$B = 0.391707$　　$E = 0.000000053$

$C = 0.163492$

$$L = \frac{1}{\lambda^2 - 0.028}$$

续表

在 24.5°C 折射率温度系数			
λ (微米)	$\frac{dn}{dT}$ (10^{-4}/°C)	λ (微米)	$\frac{dn}{dT}$ (10^{-4}/°C)
1.934	5.919	2.246	5.251
2.174	5.285	2.401	5.037

注　锗样品的电阻率约为 50 欧姆·厘米。

表 24-21　锑化铟的折射率和消光系数(126,127)

λ (微米)	n	k	λ (微米)	n	k	λ (微米)	n	k
0.049	1.15	0.15	0.477	3.42	2.06	7.00	······	0.025
0.052	1.15	0.18	0.517	3.82	2.25	7.50	······	0.0052
0.054	1.15	0.19	0.539	4.05	2.09	7.87	4.001	
0.056	1.16	0.20	0.564	4.18	1.94	8.00	3.995	0.00231
0.059	1.17	0.21	0.590	4.22	1.82	8.50	······	0.0020
0.062	1.17	0.21	0.620	4.29	1.83	9.00	······	0.0019
0.065	1.18	0.20	0.656	4.71	1.88	9.01	3.967	
0.069	1.15	0.18	0.677	5.08	1.65	9.50	······	0.0019
0.073	1.11	0.16	0.689	5.13	1.37	10.06	3.953	
0.080	1.02	0.17	0.708	5.06	1.07	11.01	3.937	
0.083	0.97	0.19	0.775	4.72	0.60	12.06	3.920	
0.089	0.88	0.26	0.886	4.40	0.40	12.98	3.912	
0.095	0.80	0.37	1.03	4.24	0.32	13.90	3.902	
0.103	0.75	0.51	1.24	4.15	0.26	15.13	3.881	
0.113	0.72	0.69	1.55	4.08	0.20	15.79	3.873	
0.124	0.74	0.88	1.60	······	0.18	16.96	3.866	
0.138	0.80	1.08	1.80	······	0.17	17.85	3.850	
0.155	0.88	1.32	2.00	······	0.17	18.85	3.843	
0.163	0.94	1.41	2.07	4.03		19.98	3.326	
0.182	1.06	1.61	2.50	······	0.15	20.0	······	0.0020
0.207	1.23	1.91	3.00	······	0.13	21.15	3.814	
0.218	1.36	1.97	3.50	······	0.12	22.20	3.805	
0.221	1.38	2.00	4.00	······	0.11	25.0	3.78	0.0051
0.234	1.48	2.11	4.50	······	0.10	26.0	3.74	0.0075
0.238	1.53	2.14	5.00	······	0.091	27.0	3.66	0.0097
0.243	1.57	2.13	6.00	······	0.074	28.0	3.56	0.011
0.248	1.56	2.15	6.10	······	0.072	29.0	3.50	0.010
0.282	1.66	2.70	6.20	······	0.070	30.0	3.47	0.010
0.302	2.19	3.26	6.30	······	0.068	31.0	3.44	0.010
0.310	2.62	3.36	6.40	······	0.066	32.0	3.39	0.010
0.344	3.51	2.44	6.50	······	0.063	33.0	3.34	0.011
0.365	3.51	2.15	6.60	······	0.059	34.0	3.30	0.012
0.413	3.37	1.81	6.70	······	0.055	35.0	3.25	0.014
0.428	3.32	1.86	6.80	······	0.049	40.0	2.98	0.026
0.443	3.32	1.91	6.90	······	0.037	45.0	2.57	0.034

折射率的相对温度系数	
$\frac{1}{n}\frac{dn}{dT}=(3.9\pm0.4)\times10^{-5}/°C$	77—400开尔文

表 24-22　砷化铟的折射率和消光系数[128]

λ (微米)	n	k	λ (微米)	n	k	λ (微米)	n	k
0.049	1.139	0.168	0.248	1.987	2.617	1.38	3.516	0.017
0.051	1.135	0.195	0.259	2.288	3.086	1.68	……	0.200
0.054	1.135	0.207	0.264	2.617	3.264	1.80	……	0.155
0.056	1.133	0.215	0.269	3.060	3.274	2.00	……	0.168
0.059	1.131	0.222	0.222	3.800	2.735	2.07	……	0.162
0.062	1.125	0.223	0.310	3.678	1.508	2.25	……	0.149
0.064	1.120	0.224	0.335	3.359	1.340	2.50	……	0.133
0.067	1.110	0.215	0.344	3.271	1.363	2.76	……	0.119
0.070	1.047	0.189	0.354	3.227	1.411	3.00	……	0.102
0.077	0.918	0.272	0.387	3.484	1.547	3.35	……	0.064
0.082	0.894	0.336	0.413	3.331	1.787	3.40	……	0.052
0.089	0.829	0.426	0.443	3.817	1.954	3.41	……	0.037
0.095	0.766	0.563	0.451	3.980	1.865	3.50	……	0.018
0.103	0.745	0.727	0.459	4.087	1.748	3.65	……	0.002
0.108	0.751	0.830	0.468	4.119	1.644	3.74	3.52	
0.112	0.775	0.905	0.477	4.192	1.618	4.00	3.51	
0.123	0.835	1.071	0.496	4.489	1.452	5.00	3.46	
0.136	0.890	1.260	0.517	4.558	1.047	6.67	3.45	
0.153	0.967	1.552	0.563	4.320	0.554	10.0	3.42	
0.172	1.184	1.889	0.620	4.101	0.348	14.3	3.39	
0.180	1.332	1.998	0.689	3.934	0.231	16.7	3.38	
0.188	1.483	2.020	0.775	3.800	0.157	20.0	3.35	
0.195	1.583	2.120	0.885	3.696	0.100	25.0	3.26	
0.211	1.782	2.011	1.03	3.613	0.076	33.3	2.95	
0.225	1.765	2.202	1.24	3.548	0.051			

色散公式

$$n^2 = 11.1 + \frac{0.71}{1-(1/3922\lambda)^2} + \frac{2.75}{1-(1/218.9\lambda)^2} - 6\times10^4\lambda^2$$

表 24-23　磷化铟的折射率和消光系数[129]

λ (微米)	n	k	λ (微米)	n	k	λ (微米)	n	k
0.062	0.793	0.494	0.129	0.847	1.210	0.172	1.136	1.847
0.064	0.815	0.499	0.130	0.852	1.225	0.175	1.174	1.882
0.065	0.834	0.493	0.132	0.859	1.237	0.177	1.215	1.915
0.067	0.843	0.487	0.133	0.861	1.253	0.180	1.261	1.941
0.069	0.846	0.477	0.135	0.865	1.269	0.182	1.307	1.966
0.071	0.840	0.469	0.136	0.868	1.287	0.185	1.354	1.986
0.073	0.824	0.454	0.138	0.872	1.304	0.188	1.402	2.004
0.075	0.785	0.457	0.139	0.874	1.324	0.191	1.453	2.010
0.077	0.742	0.491	0.141	0.875	1.346	0.194	1.496	2.008
0.079	0.719	0.529	0.142	0.877	1.375	0.197	1.526	1.991
0.083	0.695	0.574	0.144	0.885	1.403	0.200	1.525	1.982
0.085	0.675	0.645	0.146	0.894	1.433	0.203	1.508	2.005
0.089	0.688	0.706	0.148	0.909	1.458	0.207	1.500	2.063
0.092	0.701	0.765	0.149	0.919	1.486	0.210	1.516	2.130
0.095	0.726	0.820	0.151	0.934	1.512	0.214	1.544	2.191
0.099	0.754	0.861	0.153	0.947	1.539	0.217	1.573	2.267
0.103	0.771	0.899	0.155	0.960	1.566	0.221	1.616	2.319
0.108	0.781	0.946	0.157	0.973	1.594	0.225	1.668	2.442
0.113	0.793	0.996	0.159	0.984	1.627	0.229	1.737	2.553
0.118	0.797	1.056	0.161	1.000	1.664	0.234	1.834	2.675
0.124	0.805	1.154	0.163	1.022	1.700	0.238	1.960	2.801
0.125	0.820	1.172	0.165	1.046	1.736	0.243	2.132	2.982
0.126	0.832	1.185	0.167	1.072	1.771	0.248	2.451	3.166
0.128	0.840	1.198	0.170	1.100	1.812	0.253	2.885	3.144

续表

λ（微米）	n	k	λ（微米）	n	k	λ（微米）	n	k
0.258	3.335	3.039	0.826	……	0.140	7.00	3.07	
0.264	3.729	2.635	0.883	……	0.0906	8.00	3.06	
0.269	3.849	2.117	0.921	……	0.0571	9.00	3.06	
0.275	3.655	1.691	0.925	3.396	0.0355	10.00	3.05	
0.282	3.473	1.549	0.928	……	0.0204	12.00	3.05	0.000527
0.288	3.347	1.468	0.930	3.390	0.0109	13.98	……	0.000667
0.293	3.248	1.415	0.935	3.385	0.00590	14.00	3.04	0.000886
0.302	3.162	1.389	0.940	3.379	0.00318	14.40	……	0.00128
0.310	3.105	1.392	0.942	……	0.00171	14.85	3.03	0.00300
0.318	3.054	1.401	0.945	3.374	0.000967	15.00	……	0.00371
0.326	3.027	1.440	0.950	3.369	0.000527	15.24	……	0.00525
0.335	3.024	1.489	0.953	……	0.000281	15.32	……	0.00617
0.344	3.047	1.550	0.955	3.364		15.45	……	0.00626
0.354	3.082	1.622	0.957	……	0.000145	15.52	……	0.00563
0.364	3.192	1.747	0.960	3.359	0.0000739	15.74	……	0.00522
0.375	3.441	1.857	0.965	3.355	0.0000392	15.85	……	0.00613
0.387	3.835	1.804	0.968	……	0.0000246	16.00	……	0.00712
0.399	4.100	1.439	0.970	3.351		16.14	……	0.00746
0.413	4.083	1.056	0.972	……	0.0000166	16.21	……	0.00667
0.427	3.982	0.816	0.975	3.346	0.0000113	16.28	……	0.00516
0.443	3.833	0.670	1.00	3.327		16.39	……	0.00333
0.459	3.754	0.599	1.10	3.268		16.55	……	0.00231
0.477	3.675	0.531	1.20	3.231		17.00	……	0.00177
0.496	3.621	0.480	1.30	3.205		18.00	……	0.00181
0.517	3.567	0.430	1.40	3.186		18.93	……	0.00232
0.539	3.521	0.389	1.50	3.172		19.51	……	0.00384
0.563	3.472	0.358	1.60	3.161		19.62	……	0.00473
0.390	3.450	0.334	1.70	3.152		19.78	……	0.00602
0.620	3.430	0.298	1.80	3.145		20.00	……	0.00794
0.652	3.410	0.253	1.90	3.139		20.19	……	0.00949
0.689	……	0.206	2.00	3.134		20.34	……	0.0108
0.729	……	0.176	5.00	3.08		20.42	……	0.0115
0.775	……	0.163	6.00	3.07		20.57	……	0.0130

表 24-24　透红外材料lrtran的折射率[130]

λ（微米）	lrtran 1	lrtran 2	lrtran 3	lrtran 4	lrtran 5
1.0000	1.3778	2.2907	1.4289	2.491	1.7227
1.2500	1.3763	2.2777	1.4275	2.469	1.7188
1.5000	1.3749	2.2706	1.4263	2.458	1.7156
1.7500	1.3735	2.2662	1.4251	2.452	1.7123
2.0000	1.3720	2.2631	1.4239	2.447	1.7089
2.2500	1.3702	2.2608	1.4226	2.444	1.7052
2.5000	1.3683	2.2589	1.4211	2.442	1.7012
2.7500	1.3663	2.2573	1.4196	2.440	1.6968
3.0000	1.3640	2.2558	1.4179	2.438	1.6920
3.2500	1.3614	2.2544	1.4161	2.437	1.6868
3.5000	1.3587	2.2531	1.4141	2.436	1.6811
3.7500	1.3558	2.2518	1.4120	2.435	1.6750
4.0000	1.3526	2.2504	1.4097	2.434	1.6684
4.2500	1.3492	2.2491	1.4072	2.433	1.6612
4.5000	1.3455	2.2477	1.4047	2.432	1.6536
4.7500	1.3416	2.2462	1.4019	2.431	1.6455
5.0000	1.3374	2.2447	1.3990	2.430	1.6368
5.2500	1.3329	2.2432	1.3959	2.429	1.6275
5.5000	1.3282	2.2416	1.3926	2.429	1.6177
5.7500	1.3232	2.2399	1.3892	2.428	1.6072
6.0000	1.3179	2.2381	1.3856	2.427	1.5962

续表

λ（微米）	Irtran 1	Irtran 2	Irtran 3	Irtran 4	Irtran 5
6.2500	1.3122	2.2363	1.3818	2.426	1.5845
6.5000	1.3063	2.2344	1.3778	2.425	1.5721
6.7500	1.3000	2.2324	1.3737	2.424	1.5590
7.0000	1.2934	2.2304	1.3693	2.423	1.5452
7.2500	1.2865	2.2282	1.3648	2.422	1.5307
7.5000	1.2792	2.2260	1.3600	2.420	1.5154
7.7500	1.2715	2.2237	1.3550	2.419	1.4993
8.0000	1.2634	2.2213	1.3498	2.418	1.4824
8.2500	1.2549	2.2188	1.3445	2.417	1.4646
8.5000	1.2460	2.2162	1.3388	2.416	1.4460
8.7500	1.2367	2.2135	1.3330	2.414	1.4265
9.0000	1.2269	2.2107	1.3269	2.413	1.4060
9.2500	……	2.2078	1.3206	2.412	
9.5000	……	2.2048	1.3141	2.410	
9.7500	……	2.2018	1.3073	2.409	
10.0000	……	2.1986	1.3002	2.407	
11.0000	……	2.1846	1.2694	2.401	
12.0000	……	2.1688	……	2.394	
13.0000	……	2.1508	……	2.387	
14.0000	……	……	……	2.378	
15.0000	……	……	……	2.369	
16.0000	……	……	……	2.359	
17.0000	……	……	……	2.348	
18.0000	……	……	……	2.337	
19.0000	……	……	……	2.324	
20.0000	……	……	……	2.311	

注　Irtran 1—5 分别是热压多晶 MgF_2、ZnS、CdF_2、ZnSe、MgO 和 CdTe 材料。1—10微米之间各波长的折射率值是实验测定的。超过 10 微米的值是外推值。

表 24-25　氟化镧的折射率[52]

λ（微米）	n_e		n_o	
	测　量	计　算	测　量	计　算
0.25365	1.64866	1.64866	1.65587	1.65587
0.31315	1.61803	1.61694	……	1.63639
0.36633	1.61803	1.61694	……	1.62520
0.40465	1.61184	1.61216	1.61797	1.61733
0.43583	1.60950	1.60916	1.61664	1.61546
0.54607	1.60223	1.60223	1.60597	1.60597

色散公式

$$n_e = 1.58330 + \frac{77.850}{\lambda - 1346.5} \qquad n_o = 1.57376 + \frac{153.137}{\lambda - 686.2}$$

表 24-26　氟化铅在20℃时的折射率

λ(微米)	n	λ(微米)	n	λ(微米)	n	λ(微米)	n
0.30	1.93665	0.80	1.74879	3.50	1.72030	8.00	1.67125
0.35	1.85422	0.85	1.74648	4.00	1.71663	8.50	1.66310
0.40	1.81604	0.90	1.74455	4.50	1.71255	9.00	1.65504
0.45	1.79644	0.95	1.74291	5.00	1.70805	9.50	1.64615
0.50	1.78220	1.00	1.74150	5.50	1.70310	10.00	1.63674
0.55	1.77221	1.50	1.73371	6.00	1.69769	10.50	1.62679
0.60	1.76489	2.00	1.72983	6.50	1.69181	11.00	1.61629
0.65	1.75934	2.50	1.72672	7.00	1.68544	11.50	1.60523
0.70	1.75502	3.00	1.72363	7.50	1.67859	11.90	1.59397
0.75	1.75158						

表 24-27　钼酸铅在19.5℃时的折射率

λ(微米)	n_o	n_e	n_o-n_e	λ(微米)	n_o	n_e	n_o-n_e
0.40466	……	2.44317		0.57906	2.41515	2.28073	0.13442
0.43584	2.60487	2.39011	0.21476	0.58756	2.40977	2.27729	0.13248
0.46782	2.53415	2.35258	0.18157	0.64385	2.38119	2.25835	0.12284
0.47999	2.51398	2.34119	0.17279	0.66781	2.37170	2.25197	0.11973
0.50858	2.47589	2.31877	0.15712	0.70652	2.35878	2.24311	0.11567
0.54607	2.43929	2.29618	0.14311	1.0830	2.30177	2.20267	0.09910
0.57696	2.41651	2.28162	0.13489				

表 24-28　氟化锂的折射率❶

λ(微米)	n	λ(微米)	n	λ(微米)	n	λ(微米)	n
0.1935	1.4450	0.254	1.41732	1.50	1.38320	5.50	1.31267
0.1990	1.4413	0.280	1.41188	2.00	1.37875	6.00	1.29745
0.2026	1.4390	0.302	1.40818	2.50	1.37327	6.91	1.260
0.2063	1.4367	0.366	1.40121	3.00	1.36660	7.53	1.239
0.2100	1.4346	0.391	1.39937	3.50	1.35868	8.05	1.215
0.2144	1.4319	0.4861	1.39480	4.00	1.34942	8.60	1.190
0.2194	1.4300	0.50	1.39430	4.50	1.33875	9.18	1.155
0.2265	1.4268	0.80	1.38896	5.00	1.32661	9.79	1.109
0.231	1.4244	1.00	1.38711				

色散公式

$$n=A+BL+CL^2+D\lambda^2+E\lambda^4$$

式中　$A=1.38761$　　$D=-0.0023045$
　　　$B=0.001796$　　$E=-0.00000557$
　　　$C=-0.000041$　　$L=(\lambda^2-0.028)^{-1}$

❶0.193—0.231微米的数值是在20°C测定；0.254—0.486微米在20°C测定；0.50—6.0微米在23.6°C测定；6.91—9.79微米在18°C测定[99, 131-134]。

表 24-29 氟化镁的折射率和折射率温度系数[135]

折射率 (19.5°C)

λ (微米)	n_e	n_o	$n_e - n_o$	λ (微米)	n_e	n_o	$n_e - n_o$
0.21386	1.42897	1.41566	0.01331	0.43584	1.39408	1.38208	0.01200
0.22675	1.42251	1.40942	0.01309	0.46782	1.39276	1.38082	0.01194
0.24827	1.41615	1.40329	0.01286	0.47999	1.39232	1.38040	0.01192
0.25763	1.41382	1.40106	0.01276	0.50858	1.39142	1.37954	0.01188
0.27528	1.40967	1.39707	0.01260	0.54607	1.39043	1.37859	0.01184
0.29673	1.40592	1.39345	0.01247	0.58756	1.38955	1.37774	0.01181
0.31315	1.40364	1.39124	0.01240	0.64385	1.38858	1.37682	0.01176
0.33415	1.40116	1.38889	0.01227	0.66781	1.38823	1.37649	0.01174
0.36501	1.39834	1.38614	0.01220	0.79476	1.38679	1.37512	0.01167
0.40466	1.39567	1.38359	0.01208	1.0830	1.38465	1.37307	0.01158

色散公式

$$n_o = 1.36957 + \frac{35.821}{(\lambda - 1492.5)^{-1}} \qquad n_e = 1.38100 + \frac{37.415}{(\lambda - 1494.7)^{-1}}$$

式中波长单位用埃

折射率的温度系数

λ (微米)	$\frac{dn_o}{dT}$ (10^{-5}/°C)	$\frac{dn_e}{dT}$ (10^{-5}/°C)
0.4047	0.23	0.17
0.7065	0.19	0.10

表 24-30 氧化镁的折射率及其温度系数[136,137]

折射率 (23.3°C)

λ (微米)	n	λ (微米)	n	λ (微米)	n	λ (微米)	n
0.36117	1.77318	1.52952	1.71496	1.97009	1.70885	3.5078	1.68055
0.365015	1.77186	1.6932	1.71281	2.24920	1.70470	4.258	1.66039
1.01398	1.72259	1.7092	1.71258	2.32542	1.70350	5.138	1.63138
1.12866	1.72059	1.81307	1.71108	3.3033	1.68526	5.35	1.62401
1.36728	1.71715						

色散公式

$$n^2 = 2.956362 - 0.01062387\,\lambda^2 - 0.0000204968\,\lambda^4 - \frac{0.02195770}{\lambda^2 - 0.01428322}$$

折射率温度系数

λ (微米)	$\frac{dn}{dT}$ (10^{-6}/°C)				
	20°C	25°C	30°C	35°C	40°C
7.679	13.6	13.7	13.8	13.9	14.0
7.665	14.1	14.2	14.3	14.4	14.5
6.678	14.4	14.5	14.6	14.7	14.8
6.563	14.5	14.6	14.7	14.8	14.9
5.893	15.3	15.4	15.5	15.6	15.7
5.461	15.9	16.0	16.1	16.2	16.3
4.861	16.9	17.0	17.1	17.2	17.3
4.358	18.0	18.1	18.2	18.3	18.4
4.047	18.9	19.0	19.1	19.2	19.3

表 24-31　白云母的折射率[138]

λ_o(微米)	λ_e(微米)	n_o	n_e	λ_o(微米)	λ_e(微米)	n_o	n_e
$t=5.24$(微米)				$t=20.82$(微米)			
0.6665	6675	1.590	1.592	0.6950	6985	1.589	1.594
0.6188	6210	1.594	1.600	0.6316	6336	1.593	1.598
0.5573	5590	1.595	1.600	0.5539	5555	1.596	1.601
0.5082	5090	1.600	1.603	0.4935	4950	1.600	1.605
0.4538	4555	1.602	1.608	0.4600	4615	1.062	1.607
0.4320	4330	1.608	1.611	0.4310	4326	1.604	1.610
$t=13.91$(微米)				$t=48.68$(微米)			
0.6910	6930	1.590	1.594	0.6914	6935	1.591	1.596
0.5995	6010	1.595	1.599	0.6110	6125	1.594	1.598
0.5293	5308	1.598	1.603	0.5470	5487	1.596	1.601
0.4740	4754	1.602	1.606	0.4958	4971	1.599	1.603
0.4300	4308	1.607	1.611	0.4667	4680	1.601	1.606
				0.4408	4425	1.603	1.609

表 24-32　溴化钾的折射率(22°C)[139]

λ (微米)	n	λ (微米)	n	λ (微米)	n	λ (微米)	n
0.404656	1.589752	1.01398	1.54408	6.238	1.53288	17.40	1.50390
0.435835	1.581479	1.12866	1.54258	6.692	1.53225	18.10	1.50076
0.486133	1.571791	1.36728	1.54061	8.662	1.52903	19.01	1.49703
0.508582	1.568475	1.7012	1.53901	9.724	1.52695	19.91	1.49288
0.546074	1.563928	2.44	1.53733	11.035	1.52404	21.18	1.48655
0.587562	1.559965	2.73	1.53693	11.862	1.52200	21.83	1.48311
0.643847	1.555858	3.419	1.53612	14.29	1.51505	23.86	1.47140
0.706520	1.552447	4.258	1.53528	14.98	1.51280	25.14	1.46324

色　　散　　公　　式

$$n^2=2.361323-0.00311497\lambda^2-0.000000058613\lambda^4+\frac{0.007676}{\lambda^2}+\frac{0.0156569}{\lambda^2-0.0324}$$

注　折射率的温度系数的平均值为 $4.0\times10^{-[illegible]}$/°C。

表 24-33　氯化钾的折射率

λ (微米)	n	λ (微米)	n	λ (微米)	n
0.185409	1.82710	0.281640	1.55836	0.62784	1.48347
0.186220	1.81853	0.291368	1.55140	0.64388	1.48777
0.197760	1.73120	0.308227	1.54136	0.656304	1.48727
0.198900	1.72438	0.312260	1.53926	0.67082	1.48669
0.200000	1.71870	0.340358	1.52726	0.76824	1.48377
0.204470	1.69817	0.358702	1.52115	0.78576	1.483282
0.208216	1.68308	0.394415	1.51219	0.88308	1.481422
0.211078	1.67281	0.410185	1.50907	0.98220	1.480061
0.21445	1.66188	0.434066	1.50503	1.1786	1.478311
0.21946	1.64745	0.444587	1.50390	1.7680	1.475890
0.22400	1.63612	0.467832	1.50044	2.3573	1.474751
0.23129	1.62043	0.486149	1.49841	2.9466	1.473834
0.242810	1.60047	0.508606	1.49620	3.5359	1.473049
0.250833	1.58970	0.53383	1.49410	4.7146	1.471122
0.257317	1.58125	0.54610	1.49319	5.3039	1.470013
0.263200	1.57483	0.56070	1.49218	5.8932	1.468804
0.267610	1.57044	0.58931	1.49044	8.2505	1.462726
0.274871	1.56386	0.58932	1.490443	8.8398	1.460858

续表

λ(微米)	n	λ(微米)	n	λ(微米)	n
10.0184	1.45672	18.8	1.401	24.9	1.336
11.786	1.44919	19.7	1.399	25.7	1.317
12.965	1.44346	20.4	1.389	26.7	1.300
14.141	1.43722	21.1	1.379	27.2	1.275
15.912	1.42617	22.2	1.374	28.2	1.254
17.680	1.41403	23.1	1.363	28.8	1.226
18.2	1.409	24.1	1.352		

色　散　公　式

$$n^2=\begin{cases} a^2+\left(\frac{M_1}{\lambda^2}-\lambda_1^2\right)+\left(\frac{M_2^2}{\lambda^2}-\lambda_2^2\right)-k\lambda^2-h\lambda^4 & \text{紫外} \\ b^2+\left(\frac{M_1}{\lambda^2}-\lambda_1^2\right)+\left(\frac{M_2^2}{\lambda^2}-\lambda_2^2\right)-\left(\frac{M_3}{\lambda^2}-\lambda_3^2\right) & \text{可见} \end{cases}$$

其中

$a^2=2.174967$　　$k=0.000513495$

$M_1=0.008344206$　　$h=0.06167587$

$\lambda_1^2=0.0119082$　　$b^2=3.866619$

$M_2=0.00698382$　　$M_3=5,567.715$

$\lambda_2^2=0.0255550$　　$\lambda_3^2=3,292.47$

折　射　率　的　温　度　系　数

$n_T=1.490443-(T-15)(0.000034)$

注　0.185409—0.76824 微米是在 18°C 的测值；0.58932—17.680 微米是在 15°C 的测值[96,99,140,]

表 24-34　碘化钾的折射率[133,141]

λ (微米)	n	λ (微米)	n	λ (微米)	n	λ (微米)	n
0.248	2.0548	0.436	1.70350	1.083	1.6381	15.91	1.6085
0.254	2.0105	0.486	1.68664	1.18	1.6366	18.10	1.6030
0.265	1.9424	0.546	1.67310	1.77	1.6313	19	1.5997
0.270	1.9221	0.588	1.66654	2.36	1.6295	20	1.5964
0.280	1.8837	0.589	1.66643	3.54	1.6275	21	1.5930
0.289	1.85746	0.656	1.65809	4.13	1.6268	22	1.5895
0.297	1.83967	0.707	1.6537	5.89	1.6252	23	1.5858
0.302	1.82769	0.728	1.6520	7.06	1.6235	24	1.5819
0.313	1.80707	0.768	1.6494	8.84	1.6218	25	1.5775
0.334	1.77664	0.811	1.6471	10.02	1.6201	26	1.5720
0.366	1.74416	0.842	1.6456	11.79	1.6172	27	1.5681
0.391	1.72671	0.912	1.6427	12.97	1.6150	28	1.5629
0.405	1.71843	1.014	1.6396	14.14	1.6127	29	1.5571

在 38—90°C 温度区域中，波长 0.546 微米的折射率温度系数 -5.0×10^{-5}/°C

表 24-35　磷酸二氢钾(KDP)的折射率[97]

λ (微米)	n_o	n_e	λ (微米)	n_o	n_e
0.4047	1.52341	1.47927	0.6328	1.50737	1.46685
0.4077	1.52301	1.47898	1.0139	1.49535	1.46041
0.4358	1.51990	1.47640	1.1287	1.49205	1.45917
0.4916	…………	1.47254	1.1523	1.49135	1.45893
0.5461	1.51152	1.46982	1.3570	1.48455	
0.5769	1.50987		1.5231	…………	1.45521
0.5791	1.50977	1.46856	1.5295	…………	1.45312

表 24-36　红宝石的折射率(22°C)[142]

λ(微米)	n_o	n_e	λ(微米)	n_o	n_e
0.4358	1.78115	1.77276	0.6678	1.76445	1.75611
0.5461	1.77071	1.76258	0.7065	1.76302	1.75501
0.5876	1.76822	1.76010			

表 24-37　金红石(TiO_2)的折射率[143]

λ(微米)	n_o	n_e	λ(微米)	n_o
0.4358	2.853	3.216	2.0000	2.399
0.4916	2.725	3.051	2.5000	2.387
0.4960	2.718	3.042	3.0000	2.380
0.5461	2.652	2.958	3.5000	2.367
0.5770	2.623	2.921	4.0000	2.350
0.5791	2.621	2.919	4.5000	2.322
0.6907	2.555	2.836	5.0000	2.290
0.7082	2.548	2.826	5.5000	2.200
1.0140	2.484	2.747		
1.5296	2.454	2.710		

色　散　公　式

$$n^2=\begin{cases}5.913+\dfrac{2.441\times10^7}{\lambda^2-0.803\times10^7} & \text{寻常光线}\\[2ex] 7.197+\dfrac{3.322\times10^7}{\lambda^2-0.843\times10^7} & \text{非常光线}\end{cases}$$

(式中波长单位用埃)

折　射　率　温　度　变　化

$$\frac{dn_o}{dT}\approx-4\times10^{-5}/^\circ C \qquad \frac{dn_e}{dT}\approx-9\times10^{-5}/^\circ C$$

表 24-38　蓝宝石(合成的)的寻常光线折射率[144]

λ(微米)	$n_{观测}$	$n_{计算}$	$(n_{观测}-n_{计算})\times10^5$	λ(微米)	$n_{观测}$	$n_{计算}$	$(n_{观测}-n_{计算})\times10^5$
0.26520	1.83360	1.83365	−5	1.39506	1.74888	1.74888	0
0.28035	1.82427	1.82426	+1	1.52952	1.74660	1.74659	+1
0.28936	1.81949	1.81947	+2	1.6932	1.74368	1.74368	0
0.29673	1.81595	1.81593	+2	1.70913	1.74340	1.74339	+1
0.30215	1.81351	1.81351	0	1.81307	1.74144	1.74144	0
0.3130	1.80906	1.80909	−3	1.9701	1.73833	1.73835	−2
0.33415	1.80184	1.80181	+3	2.1526	1.73444	1.73449	−5
0.34662	1.79815	1.79820	−5	2.24929	1.73231	1.73232	−1
0.361051	1.79450	1.79451	−1	2.32542	1.73057	1.73055	+2
0.365015	1.79358	1.79358	0	2.4374	1.72783	1.72784	−1
0.39064	1.78826	1.78828	−2	3.2439	1.70437	1.70133	+3
0.404656	1.78582	1.78582	0	3.2668	1.70356	1.70354	+2
0.435834	1.78120	1.78120	0	3.3026	1.70231	1.70231	0
0.546071	1.77078	1.77077	+1	3.3303	1.70140	1.70136	+4
0.576960	1.76884	1.76884	0	3.422	1.69818	1.69814	+4
0.579066	1.76871	1.76871	0	3.5070	1.69504	1.69501	+3
0.64385	1.76547	1.76547	0	3.7067	1.68746	1.68743	+3
0.706519	1.76303	1.76303	0	4.2553	1.66371	1.66363	+8
0.85212	1.75885	1.75887	−2	4.954	1.62665	1.62669	−4
0.89440	1.75796	1.75790	+6	5.1456	1.61514	1.61510	+4
1.01398	1.75547	1.75546	−1	5.349	1.60202	1.60204	−2
1.12866	1.75339	1.75339	0	5.419	1.59735	1.59736	−1
1.36728	1.74936	1.74935	+1	5.577	1.58638	1.58642	−4

续表

色 散 公 式
$$n^2-1=\sum_i \frac{A_i\lambda^2}{\lambda^2-\lambda_i^2}$$ 在 24°C 时 $\lambda_1^2=0.00377588$ $A_1=1.023798$; $\lambda_2^2=0.0122544$ $A_2=1.058264$; $\lambda_3^2=321.3616$ $A_3=5.280792$
折 射 率 的 温 度 系 数
折射率的温度系数 dn/dT 由在 19°C 和 24°C 时的折射率差求得。测定值是正的，并且从短波时的 20×10^{-6}/°C 逐渐减小到约 4 微米时的 10×10^{-6}/°C 在可见光区域其平均值是 13×10^{-6}/°C。

表 24-39 硒(三角晶系)的折射率[145—148]

λ (微米)	n_o	n_e	λ (微米)	n_o	n_e
1.06	2.790±0.008	3.608±0.008	3.39	2.65±0.01	3.46±0.01
1.15	2.737±0.008	3.573±0.008	10.6	2.64±0.01	3.41±0.01

注 三角晶系硒：E 垂直于 C，27°C 时从 9 到 23 微米的 $n=2.78$；当 E 平行于 C 时，从 9 到 23 微米的折射率 $n=3.58$。

无定形硒：在 2.5 微米时 n 是 2.44—2.46。在 5—15 微米时 n 是 2.42—2.38。

液态硒：从 30-152 微米时折射率 n 是 2.44。

表 24-40 硒玻璃(砷变性的)在27°C的折射率[93]

λ (微米)	n		λ (微米)	n	
	棱镜 a	棱镜 b		棱镜 a	棱镜 b
1.0140	2.5774	2.5783	7.00	2.4778	2.4787
1.1286	2.5554	2.5565	7.50	········	2.4784
1.3622	2.5285	2.5294	8.10	2.4772	2.4773
1.5295	2.5173	2.5183	8.50	········	2.4775
1.7012	2.5089	2.5100	9.10	2.4765	2.4771
2.1526	2.4950	2.4973	9.50	········	2.4768
3.00	2.4861	2.4882	10.00	2.4756	2.4767
3.4188	2.4841	2.4858	10.50	········	2.4759
4.00	2.4825	2.4835	11.00	2.4752	2.4758
4.50	········	2.4822	11.50	········	2.4753
5.00	2.4803	2.4811	12.00	········	2.4749
5.50	········	2.4804	13.00	········	2.4760[sic]
6.00	2.4789	2.4798	13.50	········	2.4743
6.50	········	2.4792	14.00	········	2.4743

表 24-41 硅在 26°C 时的折射率[93]

λ(微米)	n	λ(微米)	n	λ(微米)	n	λ(微米)	n
1.3570	3.4975	2.1526	3.4476	4.00	3.4235	7.00	3.4189
1.3673	3.4962	2.3254	3.4430	4.258	3.4242	7.50	3.4186
1.3951	3.4929	2.4373	3.4408	4.50	3.4236	8.00	3.4184
1.3295	3.4795	2.7144	3.1358	5.00	3.4223	8.50	3.4182
1.6606	3.4696	3.00	3.4320	5.50	3.4213	10.00	3.4179
1.7092	3.4664	3.3033	3.4297	6.00	3.4202	10.50	3.4178
1.8134	3.4608	3.4188	3.4286	6.50	3.4195	11.04	3.4176
1.9704	3.4537	3.50	3.4284				

色 散 公 式

$$n = A + BL + CL^2 + D\lambda^2 + E\lambda^4$$

式中

$A = 3.41696$ $D = -0.0000209$

$B = 0.138497$ $E = 0.000000148$

$C = 0.013924$ $L = \dfrac{1}{\lambda^2 - 0.028}$

表 24-42 碳化硅(β)的折射率[149]

λ(微米)	n	λ(微米)	n
0.467	2.7104	0.589	2.6525
0.498	2.6916	0.616	2.6446
0.515	2.6823	0.691	2.6264
0.568	2.6600		

表 24-43 氯化银在 23.9℃的折射率[150]

λ(微米)	n	λ(微米)	n	λ(微米)	n	λ(微米)	n
0.5	2.09648	2.3	2.00465	4.0	1.99983	12.5	1.96741
0.6	2.06385	2.4	2.00424	4.5	1.99866	13.0	1.96444
0.7	2.04590	2.5	2.00386	5.0	1.99745	13.5	1.96133
0.8	2.03485	2.6	2.00351	5.5	1.99618	14.0	1.95807
0.9	2.02752	2.7	2.00318	6.0	1.99483	14.5	1.95467
1.0	2.02239	2.8	2.00287	6.5	1.99339	15.0	1.95113
1.1	2.01865	2.9	2.00258	7.0	1.99185	15.5	1.94743
1.2	2.01582	3.0	2.00230	7.5	1.99021	16.0	1.94358
1.3	2.01363	3.1	2.00203	8.0	1.99847	16.5	1.93958
1.4	2.01189	3.2	2.00177	8.5	1.98661	17.0	1.93542
1.5	2.01047	3.3	2.00151	9.0	1.98464	17.5	1.93109
1.6	2.00931	3.4	2.00126	9.5	1.98255	18.0	1.92660
1.7	2.00833	3.5	2.00102	10.0	1.98034	18.5	1.92194
1.8	2.00750	3.6	2.00078	10.5	1.97801	19.0	1.91710
1.9	2.00678	3.7	2.00054	11.0	1.97556	19.5	1.91208
2.0	2.00615	3.8	2.00030	11.5	1.97297	20.0	1.90688
2.1	2.00559	3.9	2.00007	12.0	1.97026	20.5	1.90149
2.2	2.00510						

色 散 公 式

$$n^2 = 4.00804 - 0.00085111\lambda^2 - 0.0000001976\lambda^4 + \frac{0.079086}{\lambda^2 - 0.04585}$$

折 射 率 温 度 系 数

$$\frac{dn}{dT} \approx 6.1\times10^{-5}/°C$$ (在 0.61 微米波长)

表 24-44　氯化钠的折射率及其温度系数(113,99,112,107,151,152)

折　射　率[a]

λ (微米)	n	λ (微米)	n	λ (微米)	n	λ (微米)	n
0.19	1.85343	1.1786	1.53031	4.0	1.52190	12.50	1.47568
0.20	1.79073	1.2016	1.53014	4.1230	1.52156	12.9650	1.47160
0.22	1.71591	1.2604	1.52971	4.7120	1.51979	13.0	1.47141
0.24	1.67197	1.3126	1.52937	5.0	1.51890	14.0	1.46189
0.26	1.64294	1.4	1.52888	5.0092	1.51883	14.1436	1.46044
0.28	1.62239	1.4874	1.52845	5.3009	1.51790	14.7330	1.45127
0.30	1.60714	1.5552	1.52815	5.8932	1.51593	15.0	1.45145
0.35	1.58232	1.6	1.52798	6.0	1.51548	15.3223	1.44743
0.40	1.56769	1.6368	1.52781	6.4825	1.51347	15.9116	1.44090
0.50	1.55175	1.6848	1.52764	6.80	1.51200	16.0	1.44001
0.589	1.54427	1.7670	1.52736	7.0	1.51136	17.0	1.42753
0.6400	1.54141	1.8	1.52728	7.0718	1.51093	17.93	1.4149
0.6874	1.53930	2.0	1.52670	7.22	1.51020	18.0	1.41393
0.70	1.53881	2.0736	1.52649	7.59	1.50850	19.0	1.39914
0.7604	1.53682	2.1824	1.52621	7.6611	1.50822	20.0	1.38307
0.7858	1.53607	2.2464	1.52606	7.9558	1.50665	20.57	1.3735
0.80	1.53575	2.3	1.52594	8.0	1.50655	21.0	1.36363
0.8835	1.53395	2.3560	1.52579	8.04	1.5064	21.3	1.352
0.90	1.53366	2.6	1.52525	8.8398	1.50192	22.3	1.3403
0.9033	1.53361	2.6505	1.52512	9.0	1.50105	22.8	1.318
0.9724	1.53253	2.9466	1.52466	9.00	1.50100	23.6	1.299
1.0	1.53216	3.0	1.52434	9.50	1.49980	24.2	1.278
1.0084	1.53206	3.2736	1.52371	10.0	1.49482	25.0	1.254
1.0540	1.53153	3.5	1.52317	10.0184	1.49462	25.8	1.229
1.0810	1.53123	3.5359	1.52312	11.0	1.48783	26.6	1.203
1.1058	1.53098	3.6288	1.52286	11.7864	1.48171	27.3	1.175
1.1420	1.53063	3.8192	1.52238	12.0	1.48004		

折射率的温度系数(在约 60°C时)

λ (微米)	$\frac{dn}{dT}$ (10^{-5}/°C)	λ (微米)	$\frac{dn}{dT}$ (10^{-5}/°C)	λ (微米)	$\frac{dn}{dT}$ (10^{-5}/°C)
0.202	3.134	0.325	−2.987	4.96	−3.172
0.206	2.229	0.340	−3.068	6.4	−3.119
0.210	1.570	0.361	−3.194	8.85	−2.405
0.214	0.861	0.441	−3.425	10.02	−2.2
0.219	0.235	0.467	−3.454	11.79	−1.6
0.224	−0.187	0.480	−3.468	12.97	−1.4
0.226	−0.382	0.506	−3.517	14.14	−1.2
0.229	−0.598	0.589	−3.622	14.73	−1.0
0.231	−0.757	0.643	−3.636	15.32	−0.8
0.257	−1.979	0.656	−3.652	15.91	−0.7
0.274	−2.396	1.1	−3.642	17.93	−0.5
0.288	−2.602	1.6	−3.557	20.57	0
0.298	−2.727	2.7	−3.427	22.3	0
0.313	−2.862	3.96	−3.286		

[a] 波长为两位数 (0.19, 0.50, …) 或三位数 (10.0, 11.0, …) 精度的是在 20°C 时的；折射率数据到四位数 (1.299, …) 的，即使波长为三位数的也是在 18°C 时的，其余的数据是在 20°C的。

表 24-45　氟化钠的折射率[133,154,155]

λ(微米)	n	λ(微米)	n	λ(微米)	n	λ(微米)	n
0.186	1.3930	0.546	1.32640	4.1	1.308	9.6	1.241
0.193	1.3854	0.588	1.32552	4.5	1.305	10.3	1.233
0.199	1.3605	0.589	1.32549	4.7	1.303	10.8	1.222
0.203	1.3772	0.656	1.32436	4.9	1.302	11.3	1.200
0.206	1.3745	0.707	1.32372	5.1	1.301	11.7	[illegible]
0.210	1.3718	0.720	1.32349	5.3	1.299	12.5	[illegible]
0.214	1.3691	0.768	1.32307	5.5	1.297	13.2	[illegible]
0.219	1.3665	0.811	1.32272	5.7	1.295	13.8	[illegible]
0.227	1.3630	0.842	1.32247	5.9	1.294	14.3	[illegible]
0.231	1.3606	0.912	1.32198	6.1	1.292	15.1	1.093
0.237	1.3586	1.014	1.32150	6.3	1.290	15.9	1.065
0.240	1.35793	1.083	1.32125	6.5	1.288	16.7	1.034
0.248	1.35500	1.27	1.320	6.7	1.286	17.3	1.000
0.254	1.35323	1.48	1.319	6.9	1.284	18.1	0.963
0.265	1.34999	1.67	1.318	7.1	1.281	18.6	0.924
0.270	1.34881	1.83	1.318	7.3	1.279	19.8	0.881
0.280	1.34645	2.0	1.317	7.5	1.277	19.7	0.838
0.289	1.34462	2.2	1.317	7.7	1.274	20.0	0.82
0.297	1.34328	2.4	1.316	7.9	1.272	20.5	0.75
0.302	1.34232	2.6	1.315	8.1	1.269	21.0	0.70
0.313	1.34062	2.8	1.314	8.3	1.266	21.5	0.65
0.334	1.33795	3.1	1.313	8.5	1.263	22.0	0.55
0.366	1.33482	3.3	1.312	8.7	1.261	22.5	0.45
0.391	1.33290	3.5	1.311	8.9	1.258	23.0	0.33
0.405	1.33194	3.7	1.309	9.1	1.252	23.5	0.25
0.436	1.33025	3.9	1.309	9.4	1.251	24.0	0.24
0.486	1.32818						

表 24-46　硝酸钠在室温时的折射率[156]

λ(微米)	n_O	n_e	λ(微米)	n_O	n_e
0.434	1.6126	1.340	0.578	1.5860	1.336
0.436	1.6121	1.340	0.589	1.5848	1.336
0.486	1.5998	1.338	0.656	1.5791	1.334
0.501	1.5968	1.337	0.668	1.5783	1.334
0.546	1.5899	1.336			

表 24-47　闪锌矿的折射率（寻常光线）[143]

λ(微米)	n_C	λ(微米)	n_O	λ(微米)	n_O	λ(微米)	n_O
0.3650	2.679	0.3906	2.585	0.4358	2.490	0.5780	2.372
0.3654	2.677	0.4047	2.549	0.4916	2.425	0.5296	2.284
0.3663	2.673	0.4077	2.542	0.5461	2.388		

色散公式

波长单位用埃	$n_O^2 = 5.164 + \dfrac{1.208\times10^7}{\lambda^2 - 0.732\times10^7}$

表 24-48　尖晶石的折射率

λ (微米)	n	λ (微米)	n
0.486 0.589	1.7201 1.7182	0.656 1.00	1.7143 1.73

表 24-49　钛酸锶在20℃的折射率

λ (微米)	n	λ (微米)	n	λ (微米)	n	λ (微米)	n
0.40	2.66386	0.68	2.37135	0.96	2.32035	3.49	2.21370
0.44	2.56007	0.72	2.35998	1.00	2.31633	3.80	2.19428
0.48	2.49751	0.76	2.35055	1.40	2.29073	4.20	2.17265
0.52	2.45553	0.80	2.34260	1.80	2.27498	4.60	2.14865
0.56	2.42544	0.84	2.33583	2.20	2.26109	5.00	2.12212
0.60	2.40285	0.88	2.32997	2.60	2.24676	5.40	2.09290
0.64	2.38532	0.92	2.32486	3.00	2.23111		

色散公式

$$n = A + BL + CL^2 + D\lambda^2 + E\lambda^4$$

式中

$A = 2.28355$　　$D = -0.0061335$

$B = 0.035906$　　$E = -0.00001502$

$C = 0.001666$　　$L = \dfrac{1}{\lambda^2 - 0.028}$

表 24-50　碲的折射率[146]

λ (微米)	n		λ (微米)	n		λ (微米)	n	
	E⊥c	E∥c		E⊥c	E∥c		E⊥c	E∥c
4.0	4.929	6.372	7.0	4.821	6.270	10.0	4.796	6.246
5.0	4.864	6.316	8.0	4.809❶	6.257	12.0	4.789	6.237
6.0	4.838	6.286	9.0	4.802	6.253	14.0	4.785	6.230

❶此值可能低约 0.002。

表 24-51　溴化铊的折射率[157,158]

λ (微米)	n	λ (微米)	n	λ (微米)	n
0.438	2.652	0.650	2.384	13.95	2.321
0.546	2.452	0.750	2.350	19.76	2.321
0.578	2.424	0.93	2.338	24.39	2.321
0.589	2.418				

色散公式

$$\frac{n^2-1}{n^2+1} = 0.48484 + \frac{0.10279\lambda^2}{\lambda^2 - 0.0900} - 0.0047896\lambda^2$$

表 24-52　溴化铊-氯化铊（*KRS*-6）的折射率❶[159]

λ（微米）	n	λ（微米）	n	λ（微米）	n	λ（微米）	n
Na, D	2.3367	1.6	2.2124	4.0	2.1956	14.0	2.1563
0.6	2.3294	1.7	2.2103	4.5	2.1942	15.0	2.1501
0.7	2.2982	1.8	2.2086	5.0	2.1928	16.0	2.1442
0.8	2.2660	1.9	2.2071	6.0	2.1900	17.0	2.1377
0.9	2.2510	2.0	2.2059	7.0	2.1870	18.0	2.1309
1.0	2.2404	2.2	2.2039	8.0	2.1839	19.0	2.1236
1.1	2.2321	2.4	2.2024	9.0	2.1805	20.0	2.1151
1.2	2.2255	2.6	2.2011	10.0	2.1767	21.0	2.1067
1.3	2.2212	2.8	2.2001	11.0	2.1723	22.0	2.0976
1.4	2.2176	3.0	2.1990	12.0	2.1674	23.0	2.0869
1.5	2.2148	3.5	2.1972	13.0	2.1620	24.0	2.0752

❶44% TlBr，56% TlCl。

表 24-53　溴化铊-碘化铊（*KRS*-5）在25℃的折射率[160]

λ	n	λ	n	λ	n	λ	n
0.540	2.68059	1.36	2.41416	3.80	2.38261	12.0	2.36622
0.560	2.64959	1.38	2.41312	4.00	2.38204	12.2	2.36573
0.580	2.62390	1.40	2.41212	4.20	2.38153	12.4	2.36523
0.600	2.60221	1.42	2.41117	4.40	2.38105	12.6	2.36473
0.620	2.58261	1.44	2.41025	4.60	2.38061	12.8	2.36422
0.640	2.56748	1.46	2.40938	4.80	2.38019	13.0	2.36371
0.660	2.55337	1.48	2.40854	5.00	2.37979	13.2	2.36318
0.680	2.54092	1.50	2.40774	5.20	2.37940	13.4	2.36265
0.700	2.52986	1.52	2.40697	5.40	2.37903	13.6	2.36211
0.720	2.51998	1.54	2.40623	5.60	2.37867	13.8	2.36157
0.740	2.51110	1.56	2.40552	5.80	2.37832	14.0	2.36101
0.760	2.50309	1.58	2.40484	6.00	2.37797	14.2	2.36045
0.780	2.49583	1.60	2.40419	6.20	2.37763	14.4	2.35988
0.800	2.48922	1.62	2.40355	6.40	2.37729	14.6	2.35980
0.820	2.48318	1.64	2.40295	6.60	2.37695	14.8	2.35871
0.840	2.47766	1.66	2.40236	6.80	2.37661	15.0	2.35812
0.860	2.47258	1.68	2.40180	7.00	2.37627	15.2	2.35751
0.880	2.46790	1.70	2.40125	7.20	2.37692	15.4	2.35690
0.900	2.46358	1.72	2.40073	7.40	2.37558	15.6	2.35629
0.920	2.45958	1.74	2.40022	7.60	2.37532	15.8	2.35566
0.940	2.45587	1.76	2.39974	7.80	2.37498	16.0	2.35502
0.960	2.45242	1.78	2.39926	8.00	2.37452	16.2	2.35438
0.980	2.44920	1.80	2.39881	8.20	2.37416	16.4	2.35373
1.00	2.44620	1.82	2.39837	8.40	2.37380	16.6	2.35307
1.02	2.44339	1.84	2.39794	8.60	2.37343	16.8	2.35240
1.04	2.44076	1.86	2.39753	8.60	2.37305	17.0	2.35173
1.06	2.43830	1.88	2.39713	9.00	2.37267	17.2	2.35104
1.08	2.43598	1.90	2.39674	9.20	2.37229	17.4	2.35035
1.10	2.43380	1.92	2.39637	9.40	2.37190	17.6	2.34965
1.12	2.43175	1.94	2.39600	9.60	2.37150	17.8	2.34894
1.14	2.42981	1.96	2.39565	9.80	2.37110	18.0	2.34822
1.16	2.42798	1.98	2.39531	10.0	2.37069	18.2	2.34750
1.18	2.42625	2.00	2.39498	10.2	2.37027	18.4	2.34676
1.20	2.42462	2.20	2.39214	10.4	2.36985	18.6	2.34602
1.22	2.42307	2.40	2.38997	10.6	2.36942	18.8	2.34527
1.24	2.42159	2.60	2.38826	10.8	2.36898	19.0	2.24451
1.26	2.42020	2.80	2.38688	11.0	2.36854	19.2	2.34374
1.28	2.41887	3.00	2.38574	11.2	2.36809	19.4	2.34296
1.30	2.41760	3.20	2.38478	11.4	2.36763	19.6	2.34217
1.32	2.41640	3.40	2.38396	11.6	2.36717	19.8	2.34138
1.34	2.41525	3.60	2.38325	11.8	2.36669	20.0	2.34058

表 24-53　溴化铊—碘化铊（KRS-5）在25℃的折射率　　续表

λ	n	λ	n	λ	n	λ	n
20.1	2.34017	25.1	2.31707	30.1	2.28802	35.1	2.25244
20.2	2.33976	25.2	2.31655	30.2	2.28738	35.2	2.25166
20.3	2.33935	25.3	2.31602	30.3	2.28673	35.3	2.25087
20.4	2.33894	25.4	2.31550	30.4	2.28608	35.4	2.25008
20.5	2.33853	25.5	2.31497	30.5	2.28543	35.5	2.24929
20.6	2.33811	25.6	2.31444	30.6	2.28477	35.6	2.24849
20.7	2.33770	25.7	2.31391	30.7	2.28411	35.7	2.24769
20.8	2.33727	25.8	2.31337	30.8	2.28345	35.8	2.24689
20.9	2.33685	25.9	2.31283	30.9	2.28279	35.9	2.24609
21.0	2.33643	26.0	2.31229	31.0	2.28212	36.0	2.24528
21.1	2.33600	26.1	2.31175	31.1	2.28145	36.1	2.24447
21.2	2.33557	26.2	2.31121	31.2	2.28078	36.2	2.24366
21.3	2.33514	26.3	2.31066	31.3	2.28011	36.3	2.24284
21.4	2.33471	26.4	2.31011	31.4	2.27943	36.4	2.24202
21.5	2.33427	26.5	2.30956	31.5	2.27875	36.5	2.24120
21.6	2.33383	26.6	2.30900	31.6	2.27807	36.6	2.24038
21.7	2.33339	26.7	2.30844	31.7	2.27738	36.7	2.23955
21.8	2.33295	26.8	2.30789	31.8	2.27669	36.8	2.23872
21.9	2.33251	26.9	2.30732	31.9	2.27600	36.9	2.23788
22.0	2.33206	27.0	2.30676	32.0	2.27531	37.0	2.23705
22.1	2.33161	27.1	2.30619	32.1	2.27461	37.1	2.23621
22.2	2.33116	27.2	2.30562	32.2	2.27391	37.2	2.23536
22.3	2.33070	27.3	2.30505	32.3	2.27621	37.3	2.23452
22.4	2.33025	27.4	2.30448	32.4	2.27251	37.4	2.23367
22.5	2.32979	27.5	2.30390	32.5	2.27180	37.5	2.23281
22.6	2.32933	27.6	2.30332	32.6	2.27109	37.6	2.23196
22.7	2.32887	27.7	2.30274	32.7	2.27038	37.7	2.23110
22.8	2.32840	27.8	2.30216	32.8	2.26966	37.8	2.23024
22.9	2.32793	27.9	2.30157	32.9	2.26895	37.9	2.22937
23.0	2.32749	28.0	2.30098	33.0	2.26823	38.0	2.22850
23.1	2.32699	28.1	2.30039	33.1	2.26750	38.1	2.22763
23.2	2.32652	28.2	2.29979	33.2	2.26678	38.2	2.22676
23.3	2.32604	28.3	2.29920	33.3	2.26605	38.3	2.22588
23.4	2.32556	28.4	2.29860	33.4	2.26532	38.4	2.22500
23.5	2.32508	28.5	2.29800	33.5	2.26458	38.5	2.22412
23.6	2.32460	28.6	2.29739	33.6	2.26384	38.6	2.22323
23.7	2.32411	28.7	2.29679	33.7	2.26310	38.7	2.22234
23.8	2.32362	28.8	2.29618	33.8	2.26236	38.8	2.22145
23.9	2.32313	28.9	2.29556	33.9	2.26161	38.9	2.22055
24.0	2.32264	29.0	2.29495	34.0	2.26087	39.0	2.21965
24.1	2.32215	29.1	2.29433	34.1	2.26011	39.1	2.21875
24.2	2.32165	29.2	2.29371	34.2	2.25936	39.2	2.21784
24.3	2.32115	29.3	2.29309	34.3	2.25860	39.3	2.21693
24.4	2.32065	29.4	2.29247	34.4	2.25784	39.4	2.21602
24.5	2.32014	29.5	2.29184	34.5	2.25708	39.5	2.21510
24.6	2.31964	29.6	2.29121	34.6	2.25631	39.6	2.21418
24.7	2.31913	29.7	2.29058	34.7	2.25554	39.7	2.21326
24.8	2.31861	29.8	2.28994	34.8	2.25477	39.8	2.21233
24.9	2.31810	29.9	2.28931	34.9	2.25400	39.9	2.21140
25.0	2.31758	30.0	2.28867	35.0	2.25322	40.0	2.21047

色散公式

$$n^2-1=\sum_i \frac{K_i\lambda^2}{\lambda^2-\lambda_i^2}$$

色散公式常数（在25。C时）

续表

i	λ_i^2	K_i	i	λ_i^2	K_i
1	0.0225	1.8293958	4	0.2025	0.4513366
2	0.0625	1.6675593	5	27,089.737	12.380234
3	0.1225	1.1210424			

表 24-54 氯化铊的折射率[157,158]

λ (微米)	n	λ (微米)	n
0.436	2.400	0.750	2.198
0.546	2.270	10.0	2.193
0.578	2.253	12.47	2.191
0.589	2.247	18.35	2.182
0.650	2.223		

表 24-55 硫化锌的折射率[161,162]

六方晶系

λ (微米)	n_e	n_o	λ (微米)	n_e	n_o	λ (微米)	n_e	n_o
0.3600	2.709	2.705	0.4700	2.453	2.448	0.6250	2.358	2.354
0.3750	2.640	2.637	0.4750	2.449	2.445	0.6500	2.350	2.346
0.4000	2.564	2.560	0.4800	2.443	2.438	0.6750	2.343	2.339
0.4100	2.544	2.539	0.4900	2.433	2.428	0.7000	2.337	2.332
0.4200	2.525	2.522	0.5000	2.425	2.421	0.8000	2.328	2.324
0.4250	2.514	2.511	0.5250	2.407	2.402	0.9000	2.315	2.310
0.4300	2.505	2.502	0.5500	2.392	2.386	1.0000	2.303	2.301
0.4400	2.488	2.486	0.5750	2.378	2.375	1.2000	2.294	2.290
0.4500	2.477	2.473	0.6000	2.368	2.363	1.4000	2.288	2.285
0.4600	2.463	2.459						

立方晶系

λ (微米)	n	λ (微米)	n	λ (微米)	n
0.4400	2.488	0.5500	2.384	0.9000	2.306
0.4600	2.458	0.5750	2.375	1.0500	2.293
0.4800	2.435	0.6000	2.359	1.2000	2.282
0.5000	2.414	0.6500	2.346	1.4000	2.280
0.5250	2.395	0.7000	2.334		

色散公式

$$n^2 = 5.131 + \frac{1.275 \times 10^7}{\lambda^2 - 0.732 \times 10^7}$$

表 24-56　科宁7913玻璃（*Vycor*，光学级）在一定温度下的折射率[163]

λ（微米）	n 28°C	n 526°C	$\frac{dn}{dT}$ (10⁻⁶/°C)	n 826°C	$\frac{dn}{dT}$ (10⁻⁶/°C)
0.26520	1.49988	1.50799	16.3	1.51438	18.2
0.28936	1.49074	1.49831	15.2	1.50418	16.8
0.29673	1.48851	1.49587	14.8	1.50164	16.5
0.30215	1.48694	1.49423	14.6	1.49990	16.2
0.3130	1.48416	1.49121	14.2	1.49679	15.8
0.33415	1.47949	1.48622	13.5	1.49158	15.2
0.36502	1.47415	1.48065	13.1	1.48570	14.5
0.40466	1.46925	1.47547	12.5	1.48027	13.8
0.43584	1.46628	1.47234	12.2	1.47708	13.5
0.54607	1.45960	1.46544	11.7	1.46992	12.9
0.5780	1.45831	1.46407	11.6	1.46849	12.8
1.01398	1.44968	1.45526	11.2	1.45924	12.0
1.12866	1.44831	1.45373	10.9	1.45779	11.9
1.254*	1.44677	1.45222	10.9	1.45627	11.9
1.36728	1.44554	1.45095	10.9	1.45504	11.9
1.570*	1.44422	1.44965	10.9	1.45370	11.9
1.52952	1.44356	1.44896	10.8	1.45306	11.9
1.660*	1.44206	1.44750	11.0	1.45157	11.9
1.701	1.44137	1.44677	10.8	1.45088	11.9
1.981*	1.43750	1.44291	10.9	1.44702	11.9
2.262*	1.43298	1.43839	10.9	1.44258	12.0
2.553*	1.42825	1.43373	11.0	1.43824	12.5

注＊波长用窄带通干涉滤光片来确定

表 24-57　多种材料的折射率数据[33,42,53,95,164-177]

材　　料	λ（微米）	n
三硒化砷玻璃	4 2—16	2.796 2.812—2.768
钛 酸 钡	可见光和红外	2.40
氟 化 镉	2 5.5 11	1.63 1.53 1.45
砷 化 镉	0.6	2.7
硒 化 镉	1—8 ＞8	2.45 2.42
维他玻璃陶瓷 C 101	0.589(25°C)	1.540
氯化铯铜 (111)	3.39 10.6	n_e＝1.798±0.011 n_o＝1.706±0.011 n_e＝1.769±0.007 n_o＝1.682±0.007
氯 化 铜 (111)	0.4—20.5	1.93
磷 化 镓	＜1 1—8 ＞8	3.5 3.2—2.9 2.8

续表

材料	λ（微米）	n
砷化铟	4—15	3—3.5
磷化铟	2—15	3—3.5
溴化铅	白光	2.53
氯化铅	黄光	2.2
硒化铅	1—3.5 5	3.5—4.6 4.6
碲化铅	1—3.5 3.9—20	4.1—5.3 5.10
溴化铷	1—8	1.53
氯化铷	1—8	1.48
碘化铷	1—8	1.62
T—12	近红外	1.41
硫化物玻璃（Ge-AS-Te）	5	3.5
德克萨斯仪器玻璃 1173❶	3.3 5	2.63 2.62

❶$dn/dT=79\times10^{-6}/^{\circ}C$（在3—13微米）。

三、弹性系数

根据广义胡克定律，对于小的变形来说，作用于固体上的应力与它所引起的应变成正比。在各个方向的应力分量和应变分量之间的比例系数叫做弹性系数 C_{hk}。弹性系数具有压力的单位，用巴表示。许多种类材料的弹性系数值列入表24-58中。当温度已知时，也列出了温度值。未给出温度的，可认为测量是在室温下作的。

四、弹性模量

在表24-59中列出了杨氏模量、刚度模量、体积模量、断裂模量和表观弹性极限的数据。单位为帕斯卡。杨氏模量通常定义为应力与应变之比。这里的应力是指每单位面积上的垂直作用力，而应变是指相应的长度变化。刚度模量是单位面积上所受的切向力被剪切角（弧度为单位）除的值。容积模量是施加到物体上的压力同其引起的体积变化之比。表观弹性极限是每单位面积上能受的极限力，此时应力与应变开始不再成比例。对于大多数材料来说，此值只是一个近似值。

表 24-58　弹　性　系　数

材　　料	T (开尔文)	弹性系数(10^5 帕斯卡)				
		C_{11}	C_{12}	C_{13}	C_{33}	C_{44}
ADP	……	617	0.72	1.94	3.28	0.85
AgCl	……	6.01	3.62	……	……	0.625
Al_2O_3	298	49.68	16.36	……	49.81	14.74
BaF	……	9.01	4.03	……	……	2.49
$BaTiO_3$	298	8.18	2.98	1.95	6.76	18.3
$CaCO_3$	……	13.71	4.56	4.51	7.97	3.42
CaF_2	……	16.4±0.1	5.3±0.2	……	……	3.370±0.01
CdS	……	8.432	5.212	4.638	9.379	1.489
CdTe	……	5.351	3.681	……	……	1.[illegible]91
CsBr	……	3.097	0.403	……	……	0.7500
CsI	……	2.46	0.67	……	……	0.624
GaAs	……	1.192	0.5986	……	……	0.538
GaP	……	14.7				
GaSb	……	8.849	4.037	……	……	4.325
Ge	……	1.29	4.83	……	……	6.71
InAs	……	8.329	4.526	……	……	3.959
InP	……	10.7				
InSb	300	6.472	3.625	……	……	3.071
KBr	……	3.45	0.54	……	……	0.508
KCl	……	3.98	0.62			
KDP	……	7.14	-0.49	1.29	5.62	1.27
KI	……	2.69	0.43	……	……	0.362
KRS-5	……	3.31	1.32	……	……	0.597
KRS-6	……	3.85	1.49	……	……	0.737
LiF	……	9.74	4.04	……	……	5.54
$MgAl_2O_3$	……	30.05	15.37	……	……	15.86
MgO	……	2.90	0.876	……	……	1.55
NaCl	……	4.85	1.23	……	……	1.26
NaF	……	9.09	2.64	……	……	1.27
$NaNO_3$	……	8.67	1.63	1.60	3.74	2.13
PbS	……	12.7	2.98	……	……	2.48
石英晶体	……	8.675	0.687	1.13	10.68	5.786
Si	……	1.67	0.65	……	……	0.80
$SrTiO_3$	……	31.56	10.27	……	……	12.15
Te	300	3.265	0.195	2.493	7.22	3.121
TiO_2	……	35.8	26.7	17.0	49.9	12.5
TlBr	……	3.78	1.48	……	……	0.756
TlCl	……	4.01	1.53	……	……	0.760

表 24-59　材料的弹性模量

材　　料	杨氏模量 (10^9 帕斯卡)	刚度模量 (10^9 帕斯卡)	体积模量 (10^9 帕斯卡)	断裂模量 (10^3 帕斯卡)	表观弹性极限 (10^3 帕斯卡)
AgCl	0.138	7.097	44.03	—	26.2×10^3 51.0×10^2
Al_2O_3	344.5	148.14	2.07		
As_2O_2	15.847	6.48	—	16.5×10^3	
BaF_2	53.05	—	—	26.9×10^7	26.9×10^7
$BaTiO_3$	33.761	126.09	161.92		
$CaCO_3$	72.3 ∥ 88.2 ⊥	—	129.53		

续表

材　　料		杨氏模量 (10⁹帕斯卡)	刚性模量 (10⁹帕斯卡)	体积模量 (10⁹帕斯卡)	断裂模量 (10³帕斯卡)	表观弹性极限 (10³帕斯卡)
CaF_2		75.79	33.76	82.68	36.5×10^3	36.5×10^3
CdTe		—	—	—	5856.5	
CsBr		15.847	—	—	164.67	84.1×10^2
CsI		5.298				55.8×10^4
GaSb		63.32	43.27	56.43		
Ge		102.66	67.04	77.86		
InSb		42.79	30.08	43.27		
KBr		26.87	5.076	15.02	33.1×10^2	11.0×10^2
KCl		29.63	6.242	17.36	44.1×10^2	22.7×10^2
KI		31.49	6.20	854.36		
KRS-5		15.85	5.788	19.77	12.47×10^4	26.2×10^4
KRS-6		20.67	8.47	22.81		21.01×10^4
LiF		64.77	55.12	62.01	13.8×10^6	111.6×10^6
MgO		248.73	154.34	154.34		
NaCl		39.96	12.61	24.32	39.3×10^2	24.1×10^2
$NaNO_3$				26.18		
石英	晶　体	76.5⊥C 轴 97.2 ∥ C 轴	36.38			
	熔　凝	73.03	31.14			
Si		13.09	79.9	101.97		
TlBr		29.49	7.58	22.46		
TlCl		31.69	7.58	23.50		

透红外材料 Irtran	温　度 (°C)	杨氏模量 (10⁹帕斯卡)	断裂模量 (10⁶帕斯卡)	透红外材料 Irtran	温　度 (°C)	杨氏模量 (10⁹帕斯卡)	断裂模量 (10⁶帕斯卡)
1	25	114.4	150.2	3	25	98.5	36.5
1	500	114.4	68.9	3	500	96.5	62.0
2	25	96.5	97.1	4	25	71.0	51.7
2	250	73.0	93.0	5	25	332.1	132.3

五、热性能

通常，要把具有同等质量的不同材料提高相同的温度，需要不同的热量。把单位质量的材料升高一度所需要的热量就叫做比热或比热容。如用厘米-克-秒制，其单位是卡/克·度；在用标准国际单位制时，单位是焦尔/千克·开尔文；在用英制时，单位是英热量单位/磅·华氏度。热容在热力学上定义为

$$C_V = \left(\frac{dQ}{dT}\right)_V \quad 或 \quad C_P = \left(\frac{dQ}{dT}\right)_P \tag{24-14}$$

$$c_V = \frac{1}{m}C_V \quad 以及 \quad c_P = \frac{1}{m}C_P \tag{24-15}$$

定容热容是在保持持容积不变时，使材料温度变化一度时材料所含热量的相应变化。定压热容是在恒压条件下，材料热的变化量被相应的温度变化除。c_v 和 c_p 是将比热值归一化成单位质量的值，如 24-15 式所表示的那样。实际上对于光学材料来说，所有的比热值都是恒压的，而不是恒容的。因此，这里列出的全部测量值都是 c_p。由定义可知，比热在厘米-克-秒制和米-千克-秒制（千卡/千克·度）中以及在英制里都相等。因此，在各种材料的热性能表 24-60 和表 24-61 中未注明单位。要想用标准国际单位制的单位，可以用关系 1 焦耳＝0.23833 卡来变换。

当在一个棒状材料的一端加热时，热就沿着棒的长度方向传导（忽略端部影响）。材料的热导率就是容许这种热流传导的能力。其定义式是

$$\frac{dQ}{dt} = KA\frac{dT}{dx} \tag{24-16}$$

式中 Q——热能；
t——时间；
A——横截面的面积；
T——温度；
x——棒的长度坐标值；
K——热导率。

热导率的最常用的单位是卡/秒·厘米·度和英热量单位/英寸·小时·列氏度，另一有用的单位是瓦特/米·开尔文。这些单位之间有如下关系

1英热量单位/英寸·小时·列氏度＝20.75 瓦特/厘米·开尔文
＝178.6 卡/秒·厘米·开尔文

当一个棒状材料被均匀加热时，棒的长度就有变化。棒长度的相对变化是将其长度的变化用原棒长来除。温度改变一度时相应的棒长的相对变化就是线膨胀系数，通常用 α 表示

$$\alpha = \frac{1}{L}\frac{\partial L}{\partial T} \tag{24-17}$$

而材料的体膨胀系数，通常用 β 表示

$$\beta = \frac{1}{V}\frac{\partial V}{\partial T} \tag{24-18}$$

表 24-60　热　性　能

材　料	熔　点 (开尔文)	比热：比热值	比热：温　度 (开尔文)	热导率：热导率值 (卡/厘米·秒·开尔文)	热导率：温度 (开尔文)
ADP	……	………	……	0.0017	273
AgCl	730.7	0.848	273	0.0026	273
		0.0906	323	0.00271	
Al_2O_3	2303	0.18	298		
		0.174	273		
As_2S_3	483	………	……	0.0004	
BaF_2	1553	………	……	0.028	286
				0.017	311
$BaTiO_3$	1600	0.01799	53	0.0016	401
		0.03004	75	0.0032	室温
		0.04421	100		
		0.05709	125		
		0.06868	150		
		0.07813	175		
$CaCO_3$	1612	0.203	273	0.0132	273
		0.214	273	0.0111	273
CaF_2	1633	0.204	273	0.0932	83
		0.212	273	0.0360	200
				0.0274	273
				0.0191	373
				0.0232	298
CdF_2	1047				
CdS	1500	0.0882	273	0.038	287
		0.922	323		
压制CdS	……	………	……	0.10	10
				0.10	100
				0.40	50
CdTe	1041—1050	0.01875	323	0.015	
CsBr	909	0.63	293	0.0023	298
				0.0022	318
				0.0026	338
CsI	621	0.048	293	0.0027	298
CuBr	777				
CuCl	695				
GaAs	1238	………	……	0.125	300
GaP	1350	………	……	0.13	300
GaSb	720	0.01828	……	0.105	300
Ge	936—942	0.074	273	0.14	293
InAs	942	3.4	78—290		
		5.2	290—573		
		7.01	573—673		
InP	1050—1070				
InSb	523	0.0231	180	0.085	293
		0.248	300		
Irtran 1	1528	………	……	0.035	329
				0.026	452
Irtran 2	2103	………	……	0.037	327
				0.026	417
Irtran 3	1692	………	……	0.019	353
				0.015	449
Irtran 4	1788	………	……	0.031	327
				0.016	695
Irtran 5	3220	………	……	0.104	298
				0.070	441
				0.0085	417
KBr	1003	0.104	273	0.0115	319
		0.108	373	0.00698	299
KCl	776	0.162	273	0.0156	315
		0.168	373		

续表

材料	熔点(开尔文)	比热		热导率	
		比热值	温度(开尔文)	热导率值(卡/厘米·秒·开尔文)	温度(开尔文)
KDP	252.6	……	……	0.0029	312
				0.0032	319
KI	723	0.75	270	0.005±3%	299
		0.73	200		
		0.75	250		
KRS-5	687.5	……	……	0.0013	
KRS-6	423.5	0.0482	293	0.00171	329
LiF	1143	0.373	283		
		0.03	308		
MgO	3073	0.209	273	2.62	10
				6.38	100
				0.077	500
				7.56	30
				0.140	300
MgO Al_2O_3	2030	0.026	441	0.033	
		0.028	443		
白云母	1473—1573	0.208	293—373	0.0006—0.0014	
NaCl	1074	0.204	273	0.0155	289
		0.217	373		
NaF	980	0.26	273	0.124	83
				0.0252	273
				0.0220	298
$NaNO_3$	306.8	0.247	273		
		0.270	373		
$PbCl_2$	774	0.0649	273		
		0.0681	373		
PbF_2	1128				
	822±2				
$PbMoO_4$	1333—1343	0.100	288		
PbS	1114	0.0502	273	0.0018	
		0.0511	373		
PbSe	1065	……	……	0.0100	
PbTe	917	……	……	0.0120	
熔石英	<1743	0.188	285—373	∥　　⊥	
				0.117　0.586	83
				0.0467　0.0249	195
				0.0273　0.0163	273
				0.0224　0.0135	323
				0.0190　0.0118	373
				0.0168　0.0160	423
				0.0151　0.00967	473
				0.0136　0.00895	523
				0.0123　0.0084	573
				0.0113　0.0079	623
晶体石英	2000	0.1657	273	0.00282	314
		0.201	373	0.00264	
				0.00450	
无定形 Se	308	0.068	85—291	0.0031	
晶体 Se	490	0.072	276	0.0026	
		0.077	293.5	0.0004	
		0.085	302.5		
		0.127	305		
		0.131	311		
		0.95	291—311		
Se(As)	≈343	……	……	0.00033	
Si	1693	0.168	298	0.39	313
SrF_2	1190				

续表

材　料	熔　点 (开尔文)	比　热		热　导　率	
		比热值	温　度 (开尔文)	热导率值 (卡/厘米·秒·开尔文)	温度 (开尔文)
$SrTiO_3$	2353				
Te	722.8	0.0483	288—373	0.015	
TiO_2	2093	0.17	298	0.030	309 ‖
				0.033	340 ‖
				0.021	317 ⊥
				0.017	349 ⊥
TlBr	460	0.045	20	0.0014	
TlCl	430	0.0520	273	0.0019	

表 24-61　材料的热膨胀

$\alpha = A\times 10^{-6} + B\times 10^{-9}T + C\times 10^{-12}T^2$

材　料	温度 T(开尔文)	A	B	C	备　注
ADP	297—407	39.3			
AgCl	298	30.01			
	473	34.59			
	623	52.09			
	653	58.37			
	673	63.19			
	698	69.99			
	293—333	30			
Al_2O_3	323	6.7	………	………	‖C 轴
	323	5.0	………	………	⊥C 轴
As_2S_3	306—438	24.62			
BaF_2	272—573	1.9			
$BaTiO_3$	193—253	16			
	283—343	19			
	393—453	13			
$CaCO_3$	123—273	24.39	0.533	−30.7	‖
	123—273	−5.68	0.0333	−4.58	⊥
	323	26.6	………	………	‖
	323	5.2	………	………	‖
	638	−[illegible].8	………	………	⊥
	348—673	24.71	3.775	−3.653	‖
CaF_2	181—280	18.38	2.511	−21.10	
CdF_2	293—393	27			
CdS	300—343	4.2			
	323—773	3.5	………	………	‖
压制的 CdS	10	0			
	50	−2.4			
	110	0			
	200	2.5			
	300	4.2			
CdTe	323	4.5			
	873	5.9			
	316—900	1.851	1.481	21.52	
CaBr	293—323	47.9			
	134—573	46.6	4.67	−1.78	
CsI	298—323	50			
CuBr	293—423	19			
CuCl	313—413	10			
GaAs	40	−0.5			
	491	0.00			
	78—290	3.64			
	291—560	5.74			

续表

材　料	温度 T(开尔文)	*A*	*B*	*C*	备　注
	560—680	7.44			
GaP	…………	5.3			
GaSb	…………	6.9			
Ge	40	0.07			
	50	0.20			
	60	0.39			
	70	0.67			
	80	1.05			
	90	1.54			
	100	2.20			
	110	2.79			
	120	3.25			
	130	3.62			
	140	3.91			
	150	4.12			
	160	4.29			
	170	4.45			
	180	4.58			
	190	4.70			
Ge	200	4.82			
	210	4.93			
	220	5.03			
	230	5.13			
	240	5.23			
	250	5.32			
	260	5.42			
	270	5.50			
	280	5.59			
	290	5.67			
	300	5.75			
InP	……	4.5			
InSb	10	-0.06			
	30	-1.72			
	50	-0.33			
	70	0.89			
	100	2.76			
	160	4.08			
	190	4.35			
	220	4.58			
	253	4.78			
	270	4.89			
	280	4.95			
	300	5.04			
Irtran 1	298—573	11.0			
Irtran 2	298—573	6.9			
Irtran 3	298—573	20.0			
Irtran 4	298—573	7.7			
Irtran 5	298—573	12.0			
KBr	113—573	27.6	4.1		
	318—953	37.99	1.263	5.256	
	293—333	43			
KCl	293—333	36			
KDP	123—293	21.6			
KI	313	42.6			
KRS-5	223—293	61			
	293—373	58			
KRS-6	223	55			
	233	56			
	253	56			
	273	55			
	293	51			
	313	48			

续表

材　　料	温度 T(开尔文)	*A*	*B*	C	备　　注
	333	49			
	353	51			
	373	53			
	393	56			
	413	57			
	433	58			
	453	59			
	473	59			
LiF	273—373	37			
	123—273	31.95	5.049	−4.070	
	320—1067	33.17	3.075	2.399	
MgO	323—988	10.98			
	300	11.2			
	481	12.3			
	659	13.5			
	825	14.6			
	964	15.4			
	1061	16.0			
	293—1000	13.8			
$MgO \cdot Al_2O_3$	313	5.9			
白云母	324	8.1	7.5		
NaCl	223—473	44			
NaF	室温	36			
$NaNO_3$	323	12			
	323	11			
$PbCl_2$	293—393	31			
PbSe	303	7.65			
	313	10.55			
	323	12.92			
	333	14.55			
	343	15.63			
	353	16.41			
	363	16.97			
	373	17.37			
	383	17.66			
	393	17.89			
	403	18.09			
	413	18.97			
	423	18.43			
	433	18.57			
	433	18.57			
	453	18.79			
	473	18.94			
	493	19.06			
	513	19.16			
	533	19.26			
	553	19.34			
	573	19.40			
	593	19.46			
	613	19.50			
PbTe	303	9.02			
	313	12.08			
	323	14.30			
	333	15.57			
	343	15.38			
	353	16.42			
	363	17.31			
	373	17.70			
	383	18.04			
	393	18.33			
	403	18.57			
	413	18.78			

续表

材　　料	温度 T(开尔文)	A	B	C	备　　注
	423	18.97			
	433	19.42			
	453	19.62			
	473	19.74			
	493	19.79			
	513	19.80			
	533	19.80			
	553	19.80			
	573	19.80			
	593	19.80			
	613	19.80			
晶体石英	173—310	7.067	2.11		∥
	283—607				∥
	273—633	7.067	1.6742		∥
	633—723	25.80		20.163	∥
	273—353	7.97			∥
	273—353	13.37			⊥
熔融石英	293—1173	0.5			
Se	195—292	20.3			
	195—273	42.7			
	273—294	48.7			
	293—373	22.9			
	478	45.2			
Se(As)	…………	34			
Si	50—100	2.5			〔111〕
		2.7			〔110〕
	100—200	3.1			〔111〕
		3.5			〔110〕
	200—300	3.9			〔111〕
		3.8			〔110〕
	400—500	4.3			〔111〕
		4.1			〔110〕
	500—600	4.7			〔111〕
		4.4			〔110〕
	600—700	5.0			〔111〕
		4.5			〔110〕
	25—900	3.0024	0.1544	0.20576	〔111〕
$SrTiO_3$	…………	9.4			
Te	313	16.75			
	293	-1.6			∥
	293	27.2			⊥
	293—333	-1.7			∥
	293—333	27.0			⊥
TiO_2	313	9.19	2.25		∥
	313	7.14	1.10		⊥
TlCl	293—333	53			

通常 $\beta=3\alpha$。材料的线膨胀系数可表示成

$$\alpha=A\times10^{-6}+B\times10^{-9}T+C\times10^{-11}T^2 \tag{24-19}$$

式中系数 A 具有温度倒数的量纲，而 B 和 C 分别具有温度平方和立方倒数的单位。各种材料的这些系数列入表 24-61 中。

六、硬度

材料的硬度值在表24-62中列出。努氏硬度值是压头对准〔100〕或〔110〕方向时的测量值。当压头压力知道时，也一并给出。在努氏硬度值得不到的时候，给出了莫氏或维氏硬度值。

表 24-62 材料的硬度

材料		努氏硬度号	方向	压头载荷（克）	备注
AgCl		9.5	—	200	
三硫化砷玻璃(As_2S_3)		109	—	100	
BaF_2		82		500	
$BaTiO_3$					维氏硬度200—580，单晶
CaF_2		158.3 158.3	[110] [100]	500 500	
方解石($CaCO_3$)		—	—	—	莫氏号数 3
CaTe		—	—	—	维氏 43.5
CsBr		19.5	—	200	
KBr		5.9 7.0	[110] [100]	200 200	
KCl		7.2 9.3	[110] [100]	200 200	
KRS-5（溴碘化铊）		40.2 39.8 33.2	— [100] [110]	200 500 500	加工面
KRS-6（溴氯化铊）		29.9 38.5	[110] [100]	500 500	
LiF		102～113	—	600	真空生长
MgO		692	⊥解理面	600	
NaCl		15.2 18.2	[110] [100]	200 200	
$NaNO_3$		19.2	⊥解理面	200	
蓝宝石 (Al_2O_3)		1370	随机的	1000	
Si		1150	—	—	莫氏号数 7
SiO_2	晶体石英	741	⊥x 和 y切面	500	
	熔石英	461	—	200	
尖晶石($MgO\cdot3.5Al_2O_3$)		1140	随机的	1000	
TiO_2		879	随机的	500	
TlBr		11.9 11.9	[110] [100]	500 500	
TlCl		12.8 12.8	[110] [100]	500 500	

七、介电常数（电容率）

电位移 D 和电场强度 E 之间有关系 $D=\varepsilon E$，式中 ε 为材料的介电常数。对真空来说，$D=\varepsilon_0 E$。对于材料，有关系 $\varepsilon=\varepsilon_r\varepsilon_0$。$\varepsilon_r$ 叫做相对介电常数如果用静电单位制，真空中的介电常数 $\varepsilon_0=1$，而各种材料的介电常数 ε 都大于1。在表 24-63 中列出了一些材料的相对介电常数 ε_r 值。

表 24-62　材料的介电常数

材　　料	ε_r	频率（赫兹）	温度（开尔文）
AgCl	12.3	10^6	293
Al_2O_3	10.55	$10^2—10^6$	298
	8.6	$10^2—10^{10}$	298
As_2S_3	8.1	$10^3—10^6$	
BaF_2	7.33	2×10^6	
$CaTiO_3$	140	1.5×10^6	294
CuBr	8.0	3×10^6	293
CuCl	10.0	5×10^5	293
KBr	4.90	$10^2—10^{10}$	298
	4.97	$10^2—10^{10}$	360
LiF	9.00	$10^2—10^{10}$	298
	9.11	$10^2—10^{10}$	353
MgO	9.65	$10^2—10^4$	298
白云母	5.4	$10^2—3\times10^9$	299
NaCl	5.90	$10^2—10^{10}$	298
	6.35-5.97	$10^2—10^{10}$	358
PbCl	33.5	5×10^5	293
PbF	3.6	10[illegible]	
$PbMoO_4$	26.8	4×10^8	
SiO_2:			
晶　体	4.34	3×10^7	290—295
	4.27	3×10^7	290—295
熔　融	378	$10^{12}—10^{10}$	300
SrF_2	7.69	2×10^6	
$SrTiO_3$	306	1×10^5	25
TiO_2	200—160	$10^4—10^7$	298
	87.3—85.8	$10^2—10^7$	298

八、溶解度、分子量和比重

一个光学材料的溶解度是该材料受水或其它化学物质侵蚀能力大小的量度。当将样品浸泡于水中足够的时间以达到饱和溶液时样品浸泡前后的重量差即是溶解物质量的量度，一般规定为在 100 克（100毫升）水中溶解的材料的克数。当物质的溶解度值小于10^{-3}时，就认为是不溶物。

比重是物质同水的密度之比值。水的密度约为 1 克/毫升或 62.5 磅/呎^3，但是不管你用什么单位来计算密度，比重都是无量纲的量。表 24 64、列出各种材料的溶解度、分子量和比重。

表 24-64 溶解度、分子量、比重

材 料	溶 解 度		分 子 量	比 重	
	克/100克H_2O	T (开尔文)		比重数值	T (开尔文)
ADP	22.7	273	115.04	1.803	293
AgCl	8.9×10^{-5}	233	143.34	5.589	273
				5.56	293
Al_2O_3	不 溶	…	101.94	3.98	
				(3.95—4.10天然的)	
As_2S_3	不 溶	…	364.02	3.198	
BaF_2	0.17	…	175.36	4.83	293
$BaTiO_3$	……	…	232.96	5.90单晶	
$CaCO_3$	1.4×10^{-3}	298	100.09	2.7102	293
	1.8×10^{-3}	398			
CaF_2	0.0017[1]	299	78.08	3.179	298
$CaTiO_3$	……	…	135.98	4.10	293
CdF_2	……	…	150.41	6.332±0.006	293
CdS	不 溶	…	144.48	4.82	293
CdTe	可能不溶[2]	…	240.02	5.854	
CsBr	124.3[3]	298	212.83	4.44	293
CsI	……	…	259.83	4.526	
CuBr	不溶	…	143.46	4.718	293
CuCl	0.0062	293	99.00	3.53	293
CaAs	不溶	…	144.63	5.3161±0.0002	298
CaP	……	…	100.70		
CaSb	不 溶	…	191.48		
Ge	不 溶[4]	…	72.60	5.327	298
InAs	不 溶	…	189.73	5.66	
Inp	……	…	145.80	4.8	
InSb	不 溶	…	237	5.78	
Irtran1	不 溶	…	62.32	3.18	
Irtran2	不 溶	…	97.45	4.09	
Irtran3	不 溶	…	78.08	3.18	
Irtran4	不 溶	…	144.34	5.27	
Irtran 5	0.00062	…	40.32	3.58	
KBr	53.48[5]	273	119.01	2.75	298
	102	373			
KCl	34.7	293	74.55	1.984	293
KDP	……	…	136.09	2.338	
KI	127.5	273	166.02	3.13	
KRS-5	0.05	室温	……	7.371	289
KRS-6	0.32[6]	293	……	7.192	289
LiF	0.27	291	25.94	2.639	298
MgO	不 溶[7]	…	40.32	3.567	298
$MgO\cdot Al_2O_3$	不 溶[8]	…	356.74	3.61	
白云母	不 溶	…	……	2.8—2.9	
NaCl	35.7	273	58.45	2.164	293
	39.12[9]	373			
NaF	4.22	291	42.00	2.79	293
				2.558	314
$NaNO_3$	73	273	85.01	2.261	
	180	373			
$PbCl_2$	0.673	273	278.12	5.85	293
	0.99	283			
	3.34	373			
PbF_2	0.064	293	245.21	8.24	293
				7.763±0.001	291
$PbMoO_4$	不 溶	…	367.16	6.03-7.01	293
PbS	不 溶	…	239.28	7.5	
PbSe	不 溶	…	286.17	8.10	288
PbTe	不 溶	…	334.82	8.16	
晶体石英	不 溶	…	60.06	2.648	298
熔石英	不 溶[10]	…	60.06	2.202	293

续 表

材料	溶解度		分子量	比重	
	克/100克H_2O	T（开尔文）		比重数值	T（开尔文）
Se	不溶	…	……	4.82 4.26	
SeAs	不溶	…	……	无合适值	
SrF_2	0.011 0.012	273 27	125.63	4.24	293
$SrTiO_3$	不溶	…	183.53	5.122	293
Te	不溶	…	……	6.24	293
TiO_2	不溶㉑	…	79.90	4.25 4.18-5.13对于金红石	
TlBr	0.05 0.25	298 341	284.31	7.453	298
TlCl	0.32	293	238.85	7.018	298

●在氨盐溶液中可溶，●将样品暴露在湿度95%，温度322开尔文情况下经360小时后，透射率不降低，并且无明显腐蚀；●在酸中可溶；●可溶于热硫酸中和王水中，在CP-4中能被浸蚀；●有点吸湿；●微晶的溶解度就是其中易溶组分的溶解度，在这种材料中是指TlCl，●在酸和氨盐中可溶，●不受一般的酸或NaOH的侵蚀，在热氢氟酸中浸泡65天后有点侵蚀；●可溶于甘油中，微溶于酒精和氨水中，不溶于盐酸中；●极微弱的溶于碱，可溶于氢氟酸中；●可溶于浓硫酸。

第二节 黑白标准

辐射度标定用的精密辐射体的设计和制造以及一些类似的应用，都需要使用高辐射和成比例漫射的材料，通常叫做黑体。黑体的特性数据不仅应包括光谱镜面辐射率，而且还有积分辐射率和角分布特性。但这在实际上并不能都得到。因为各种黑体的质量数据，由于黑体实际厚度的不同以及如何涂覆而更加复杂化了。在表24-65—表24-68中给出了其有代表性

表24-65 碳黑淀积膜的正透射率（对基底透射率作了修正）[178]

材料		波长（微米）						
		2	6	8.8	12	15	18	24
乙炔黑，厚度0.0075厘米		—		0.25				
鲸油烟		0.07	0.38	0.46	0.58			
樟脑烟		—	0.14	0.26	0.36	0.46	0.56	0.65
烟，1.8×10^{-4}克/厘米^2		0.005	0.16	0.28	0.38	0.48	0.59	0.70
灯黑涂料	$2.6(\pm0.5)\times10^{-4}$克/厘米^2	—	≈0.002	0.024	0.056	0.089	0.14	0.197
	$5.2(\pm0.3)\times10^{-4}$克/厘米^2	—	—	—	—	0.01	0.022	0.097
	10×10^{-4}克/厘米^2	—	—	—	—	≈0.002		

续表

材料		波长(微米)						
		2	6	8.8	12	15	18	24
Parsons光学黑漆	单上部涂层 3.7×10^{-3}克/厘米^3	—	—	—	—	0.0013	0.002	0.007
	单上部涂层 7.3×10^{-3}克/厘米^3	—	—	—	—	—	—	≈0.002
	下部涂层和上部涂层	—	—	—	—	—	—	<0.002

表 24-66 紫外和可见区碳黑漫射半球反射率[178]

材料	测量	波长(微米)					
		0.254	0.366	0.436	0.546	0.600	0.700
乙炔黑	角光度计	0.009	0.012	0.010	0.010		
	积分球	—	—	0.012	0.012	0.011	0.010
	半球	—	—	—	—	0.006	
灯黑涂料	角光度计	0.045	0.045	0.045	0.042		
	积分球	—	—	0.045	0.042	0.041	0.039
	半球	—	0.045	0.044	0.049	0.033	
灯黑涂层加烟(鲸油蜡烛)	角光度计	0.014	0.015	0.015	0.016		
	积分球	—	—	0.017	0.016	0.016	0.016
Parsons光学黑漆	积分球	—	—	0.014	0.013	0.012	0.012

表 24-67 碳黑红外漫射半球反射率[178]

材料	测量	波长(微米)					
		0.93	2.4	4.4	8.8	12	24
乙炔黑	半球	0.004	—	0.07	0.012	—	0.030
	角光度计	—	—	—	<0.005		
樟脑烟	半球	0.014	—	0.010	0.017	—	0.037
鲸油蜡烛烟	半球	0.010	—	0.009	0.013	—	0.011
灯黑涂料	半球	0.047	0.047	0.032	0.042	0.056	0.044
Parsons光学黑漆	角光度计	—	—	—	0.022		

表 24-68　灯黑涂料、*Parsons* 光学黑漆和在金属接受体上的金黑的红外吸收系数[178]

材　料	数据求得方法	波长（微米）						
		1	2	6	8.8	12	15	18
灯黑涂料	由反射率和透射率测定值计算	0.96	0.96	0.96	0.94			
	与谐振腔检测器比较的响应值❶	1.00	—	0.975	0.925	0.895	0.89	0.88
Parsons 光学黑漆	由反射率和透射率测定值的计算	0.99	0.99	—	0.98	—	—	0.98
	与谐振腔检测器比较的响应值❶	1.00	—	—	—	—	—	0.99
金　黑	由反射率和透射率测定值计算	0.97	0.978	0.982	0.98	0.978	0.95	0.935
	与谐振腔检测器比较的响应值❶	1.00	—	0.99	0.98	0.972	0.970	0.96

❶这些响应值在 1 微米处被归一化为一。

的数据。图 24-183—图 24-194 给出了一些黑体的光谱图。在图 24-195—图 24-202 中给出一些材料的反射和辐射特性。

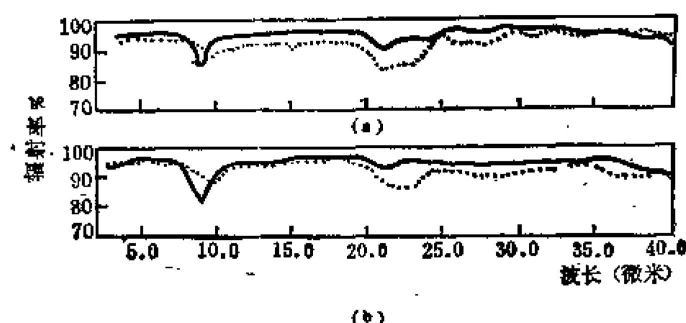


图 24-183、*Cat-a-lac*(点线)和 3*M* 黑漆在 (a)77 开尔文和 (b)373 开尔文时的光谱辐射曲线[50]

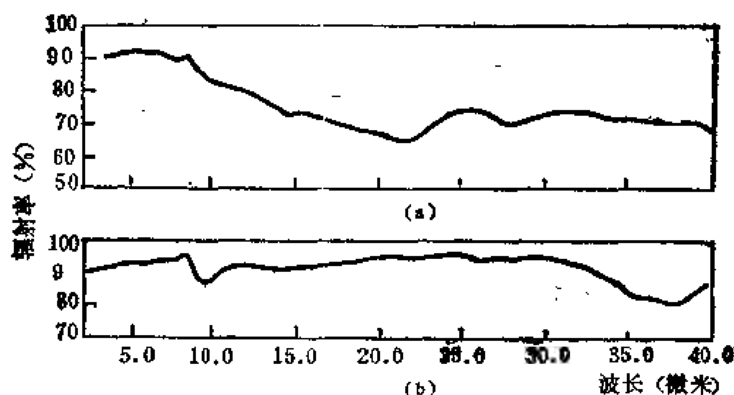


图 24-184、Sicon 黑漆在(a)77 开尔文时和(b)373 开尔文时的光谱辐射曲线[50]

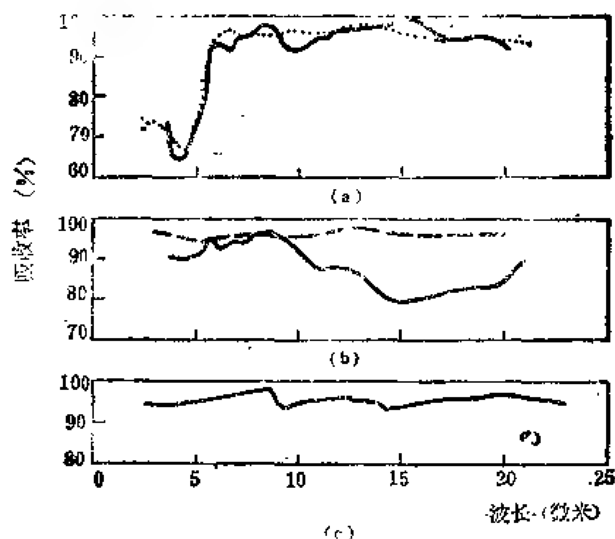


图 24-185、(a)BEC-1(实线)和 BEC-4(虚线)的光谱吸收曲线；(b) 氧化铁(实线)和 BEC-3(虚线) 的光谱吸收曲线；(C)BEC-2 的光谱吸收曲线[38]。

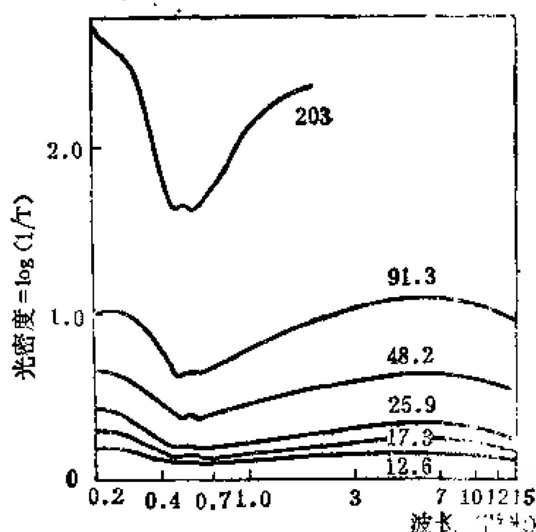


图 24-186、具有不同淀积量（每平方厘米微克数）金黑的正透射光密度曲线[176]

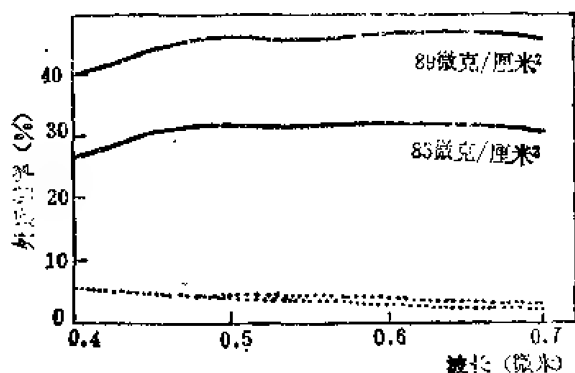


图 24-187、淀积在硝酸纤维素上的金黑的总透射率(实线)和漫射透射率曲线(虚线)。淀积量在图内曲线上示出[176]。

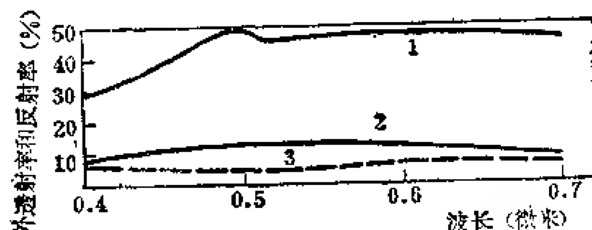


图 24-188、玻璃上的金黑(205微克/厘米²)的透射和反射曲线。曲线1是透射率曲线；2为漫射透射率曲线；3是总的和漫射的反射率曲线[176]。

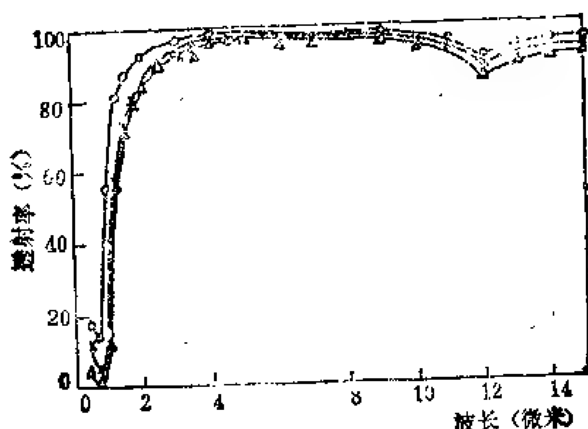


图 24-189、金烟和含有 3%氧气的氮气混合淀积膜的透射曲线。金滤光片的含量分别是：○曲线为 65微克/厘米²；×曲线为 80 微克/厘米²；△曲线为 129微克/厘米²[176]。

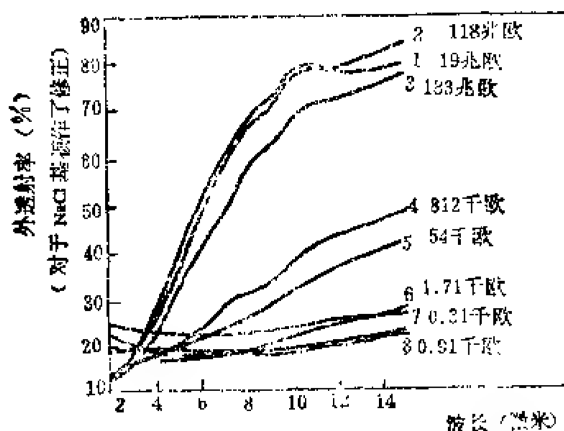


图 24-190、含约1%氧化钨的金烟淀积膜的透射曲线。具体处理情况分别是：1. 制作后立即测定；2. 在室温下经72小时后测定；3. 在69°C 经过24小时后测定；4. 在172°C经3小时后测；5. 在经4处理后又在180°C经3小时后测定；6. 在经5处理后又在180°C经15小时后测定；7. 在经6处理后又在180°C经18小时后测定；8. 在经7处理后又在180°C经18小时处理后测定；9. 经在69°C固定后的高红外吸收金黑(62微克/厘米²)[176]。

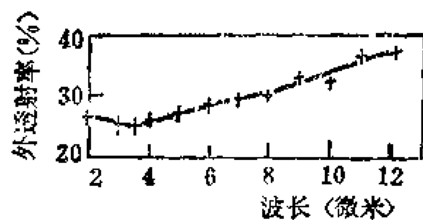


图 24-191　银黑淀积膜的红外透射曲线，厚度36微克/厘米²[178]。

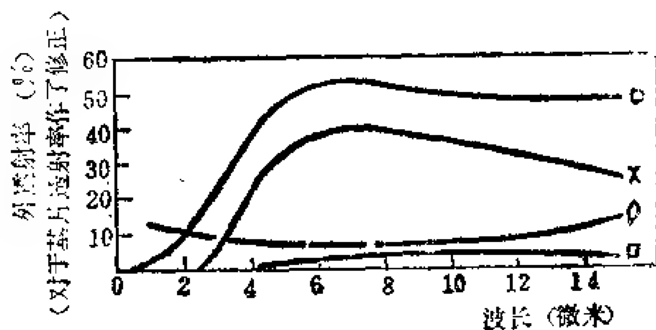


图 24-192　锑黑淀积膜的透射曲线：○曲线是淀积在硝酸纤维素上的锑黑；□曲线是在KRS-5上淀积的锑黑；♀曲线是在硝酸纤维素上的金黑（100微克/厘米²）[178]。

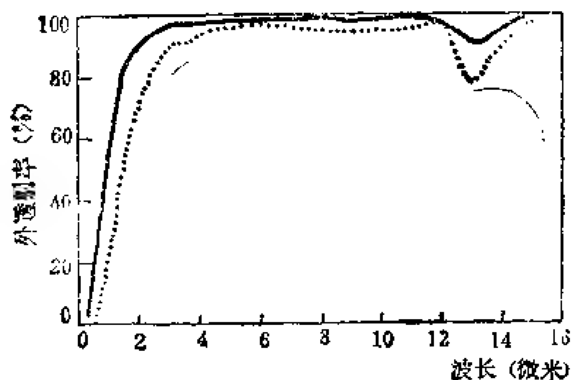


图 24-193、在硝酸纤维素基片上淀积的锑烟淀积膜的透射曲线。实线是6分钟淀积膜；点线是11分钟淀积膜[178]。

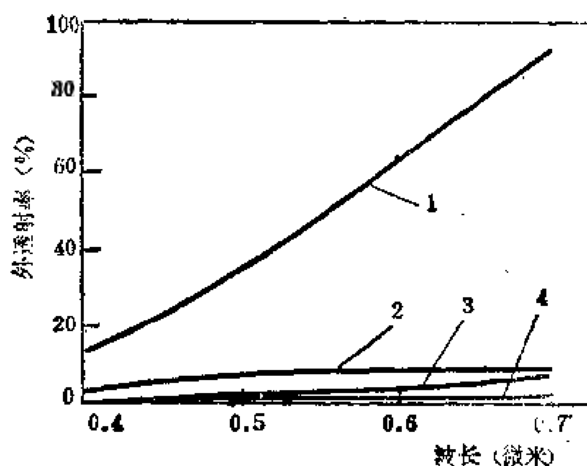
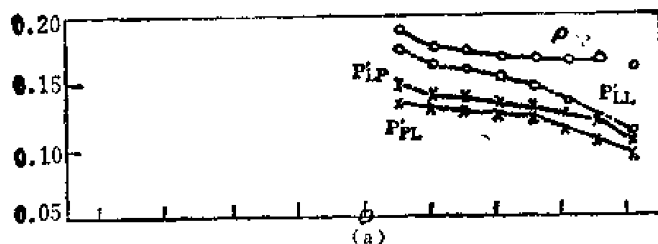
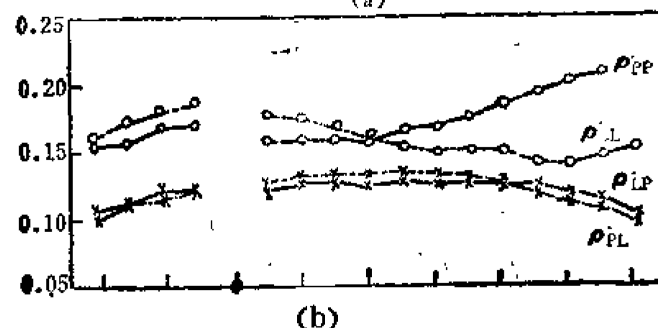


图 24-194、薄电石气黑淀积膜的可见透射曲线。1是总透射率曲线（样品7）；2是漫射透射率（样品7）；3是总透射率（样品3）；4是射漫透率（样品3）[178]。





(b)

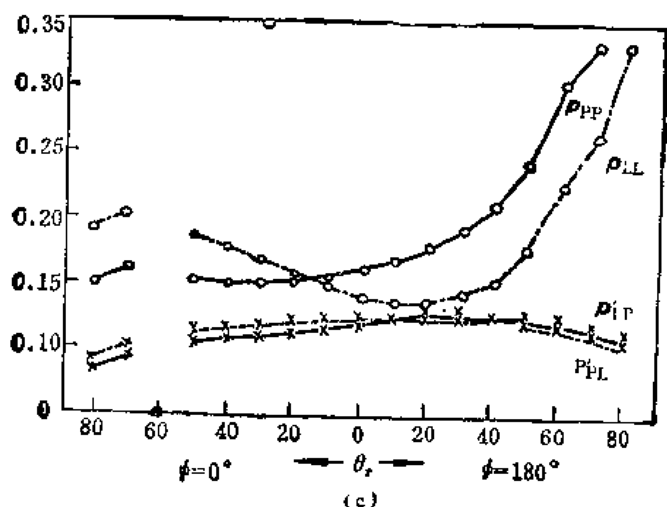


图 24-195　烟淀积氧化镁的 ρ' 对 θ_r 曲线随偏振的变化。其入射角是：(*a*) 0°；(*b*) 40°；(*c*) 60°[17]。

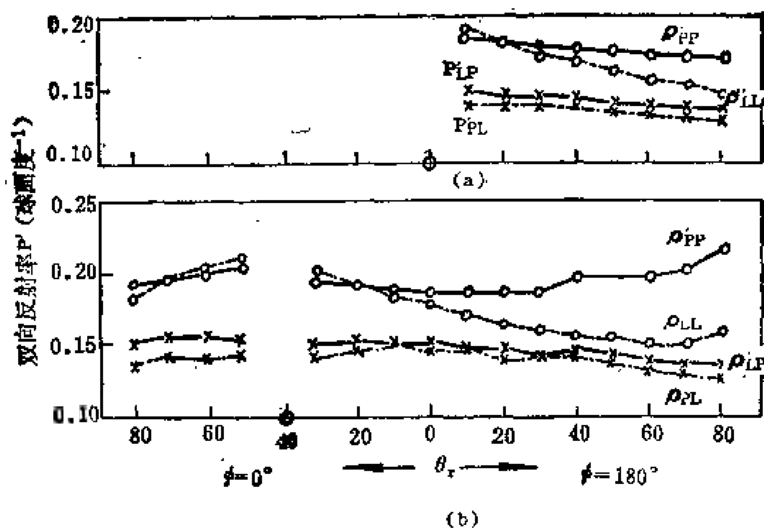
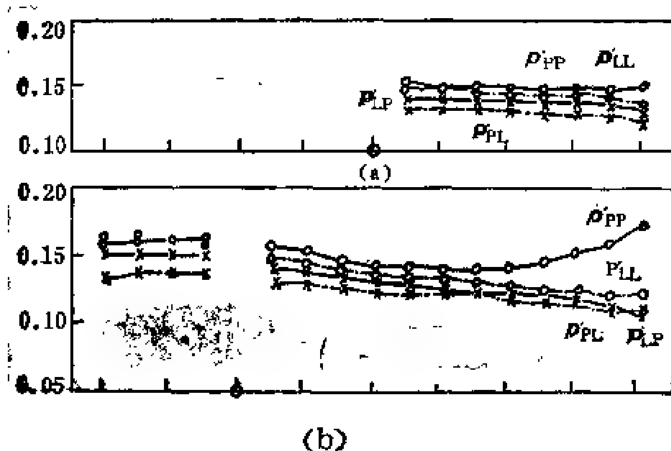


图 24-196　粉压氧化镁的 ρ' 对 θ_r 曲线随偏振的变化。其入射角：(*a*) 0°；(*b*) 40°。[80]



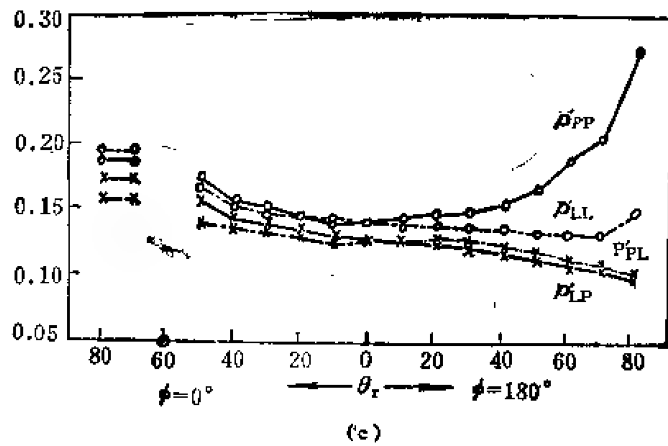


图 24-197　3M 白色光亮漆的 ρ' 对 θ_r 的曲线随偏振的变化。入射角是：(*a*) 0°；(*b*) 40°；(*c*) 60°。[180]

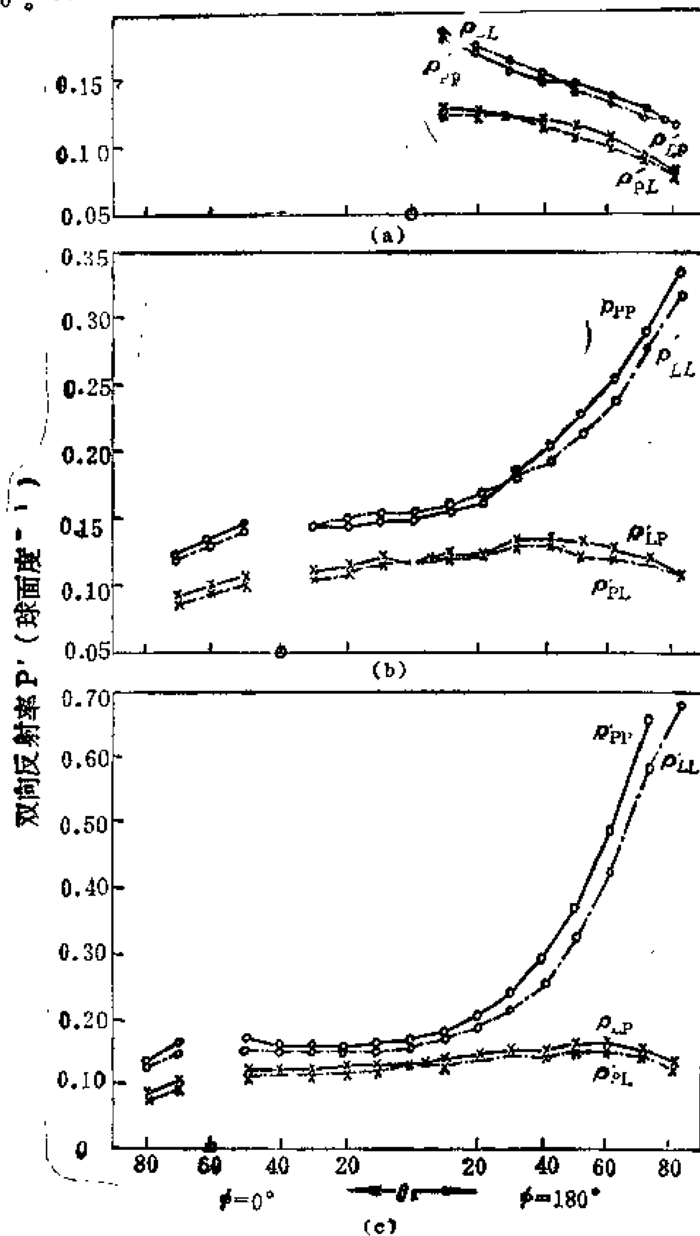


图 24-198　Ø70JH 型陶瓷纤维材料的 ρ' 对 θ_r 的曲线随偏振的变化。入射角是：(*a*) 0°；(*b*) 40°；(*c*) 60°[181]。

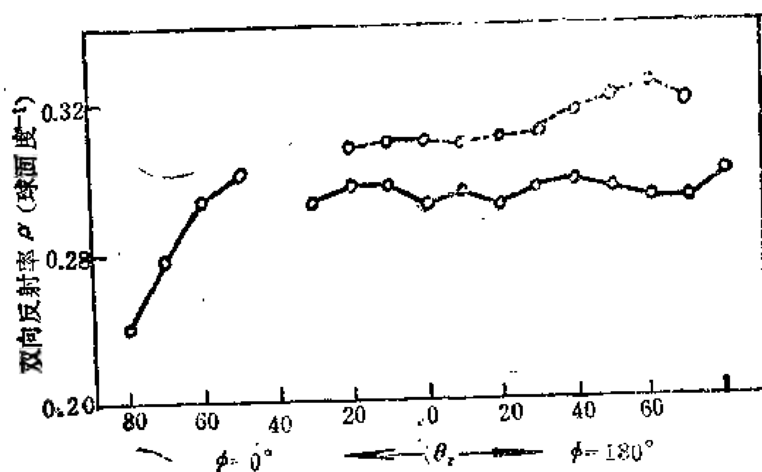


图 24-199 两个氧化镁样品的 ρ' 对 θ_i 图[18]。

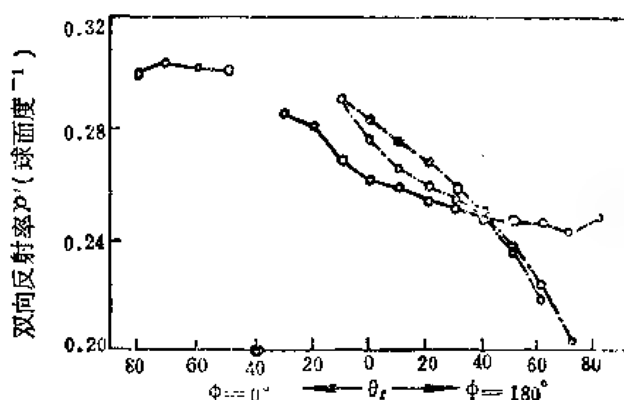


图 24-200 两个 3M 白色光亮漆样品的 ρ' 对 θ_i 的曲线[181]。

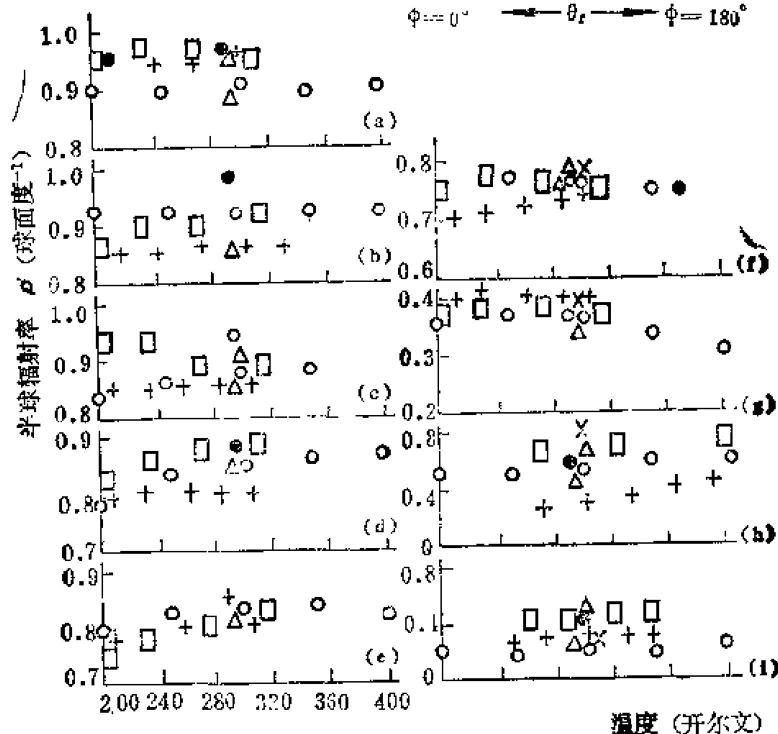


图 24-201 几种表面的半球辐射率对于温度的函数图。 (*a*) Parsons 黑; (*b*) V 形波口; (c) Z-93; (d) S-13G; (*e*) S-13; (f) 光学太阳光反射体; (*g*) 阻挡层阳极材料; (*h*) 氧化锆; (*i*) 在不锈钢上的 2000 A° 的铝膜。[183]

图内记号意义是：□稳态量热计；+瞬态量热计；○热腔反射率；×镜面反射率；·辐射计；△快速辐射仪；△椭圆反射镜反射率。

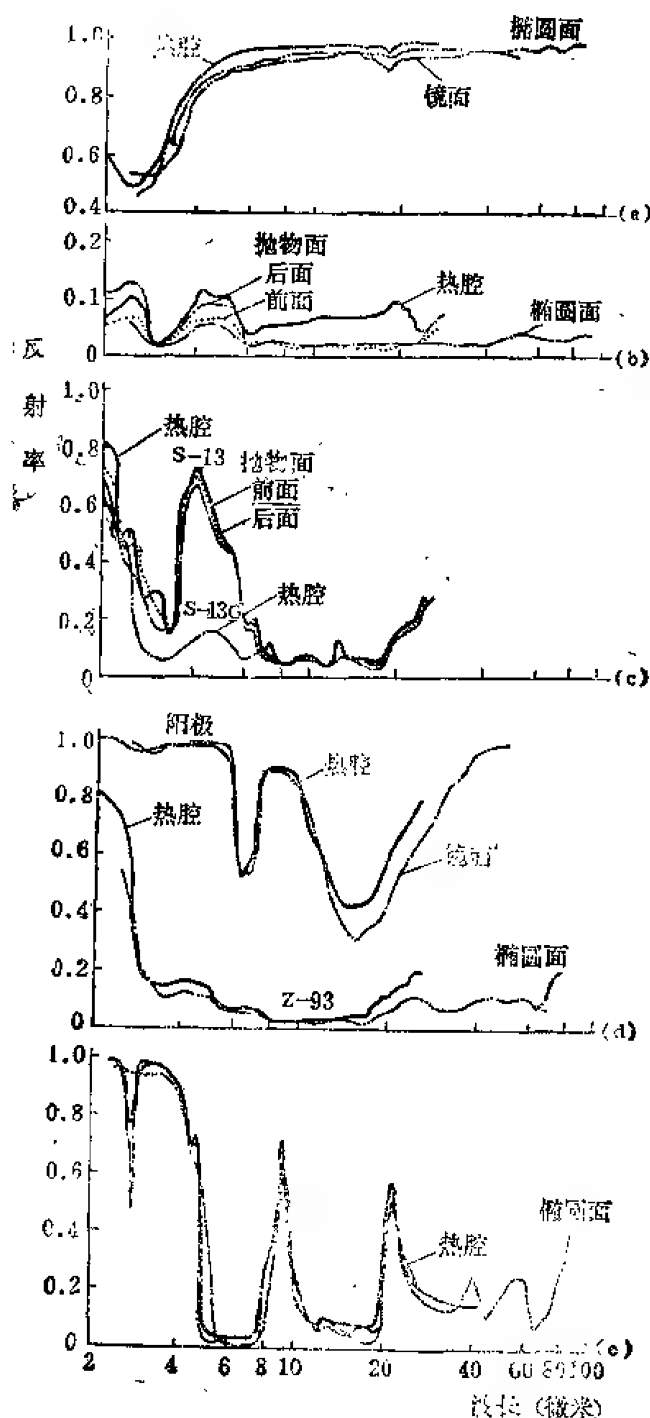


图 24-202 几种表面的光谱反射率曲线：(*a*) 氧化钴；(*b*) Parsons 黑；(*c*) S-13 和 S-13G；(d) 阻挡层阳极材料和 Z-93；(*e*) 光学太阳光反射器材料[184]。

第三节 硫属化物玻璃

用硫属元素 S、Se、Te 制成的玻璃称为硫属玻璃。通常、氧化物玻璃在红外区域有强的吸收，不能透射 3—5 微米的光。而硫属玻璃能透射直到 20 微米的红外光，但几乎不透可见光，所以呈暗红色。较好的玻璃系统有 As-Ge-Se、As-Ge-Te 和 Te-Ge-Sb-S。

在表 24-69 中列出各种硫属化物玻璃系统特性的一些定性结果。对这些玻璃的软化点、折射率以及在波段 3—5 微米和 8—14 微米中的可用性作了估计，并列入表中。

表 24-69 非氧化物硫属玻璃的定性估计[174,177,185—194]

玻璃系统	软化点 (°C)	在5 微米附近处的折射率	吸收情况❶	
			3—5微米	8—14微米
As-S	200	2.4	W	M
As-Se	200	2.8	—	W
Ge-S	420	2.3	W	S
Ge-Se	360	2.6	—	S
Si-P-Te	180	3.4	—	M
Si-Sb-Se	270	3.3	S	S
Si-Sb-S	280	…	S	S
Ge-P-Se	420	2.4—2.6	M	S
Ge-P-S	520	2.0—2.3	W	S
Si-As-Te	475	2.9—3.1	—	M
Ge-As-Te	270	3.5	—	—
Ge-P-Te	380	3.5	—	—
Ge-As-Se	450	2.9	—	—
Ge-Sb-Se	325	2.6	—	—
As-Se-Te	200	2.6—3.1	—	M
As-S-Se-Te	195	2.1—2.9	—	M
Si-Ge-As-Te	325	3.1	—	M

❶—：无明显吸收；W：弱吸收；M：中等吸收；S：强吸收。

在表 24-70 中给出了一些具体组成的硫属玻璃的性能测定值。这些玻璃组成都是各系统中选出的最好的玻璃。

表 24-70 非氧化物硫属玻璃特性的定量测定值[188,192—195]

化学组成	透射波段 (微米)	在5微米波长时的折射率	在5微米处折射率的温度变化 $\frac{\Delta N}{\Delta T}$ (10^{-6}/°C)	软化点 (°C)	热膨胀系数 $\frac{\Delta l}{l}$ (10^{-6}/°C)	努氏硬度	杨氏模量 (10^9帕斯卡)
$Si_{25}As_{25}Te_{50}$	2—9	2.93	+110	317	13	167	……
$Ge_{10}As_{20}Te_{70}$	2—20	3.55	………	178	18	111	……
$Si_{15}Ge_{10}As_{25}Te_{50}$	2—12.5	3.06	+169	320	10	179	……
$Ge_{30}P_{10}S_{60}$	2—8	2.15	………	520	15	185	……
$Ge_{40}S_{60}$	0.9—12	2.30	………	420	14	179	……
$Ge_{28}Sb_{12}Se_{60}$	1—15	2.62	+ 80	326	15	150	28.9
$Ge_{33}As_{12}Se_{55}$	1—16	2.49	………	474	…	171	31.0
$As_{50}S_{20}Se_{60}$	1—13	2.53	………	218	20	121	14.5
$As_{50}S_{20}Se_{20}Te_{10}$	1—13	2.51	………	195	27	94	10.3
$As_{35}S_{10}Se_{35}Te_{20}$	1—12	2.70	………	176	25	106	17.2
$As_{38.7}Se_{61.3}$	1—15	2.79	………	202	19	114	17.2

由表 24-70 可见，硫属玻璃透红外性能直到 20 微米。其中具有最好的物理和光学特性的是 Ge-As-Se 玻璃。

Ge-As-Te 玻璃易析晶，而 Ge-As-Se玻璃则不易析晶。这些玻璃还可以用作光存储材料。对於 Ge-As-Se 玻璃来说，如果有激光照射，则在激光照射的地方，就会瞬时达到高温而结晶化，因而这部分玻璃的光吸收、反射、散射和折射率等性能就发生变化。这样的过程就叫做“写入”。然后可以用微弱的光照射就能“读出”这些变化。在需要消除时，只要采用激光脉冲照射使该处的温度达到熔化温度 T_m 以上，然后经过急冷使其恢复原来的玻璃

态。对於Ge-As-Se玻璃来说，受光照后虽然玻璃态不变，但光吸收、折射率等光性也改变。如再加热处理，也可以使其复原。其作用机制是由於光的激发使玻璃中产生电子—空穴对所致。这种硫属玻璃如用银或铜被覆后，可以用作照像感光材料。其作用是由於光照射后会使金属层扩散到硫属玻璃中发生固溶所致。这种材料用於全息摄影及其它摄影技术中有析像能力强，不需要定影过程，入射光强度与记录的深度之间成直线关系的范围大等优点。

第四节　可见光谱区玻璃

光学玻璃通常是根据其折射率n_D及阿贝数ν值的不同而命名为不同类型的各种牌号的玻璃，目前已有三百多个牌号。一般可将光学玻璃分成两大类，即冕玻璃和火石玻璃。国外和国内部分厂的分法是把所有$n_D>1.60$，$\nu>50$和$n_D<1.60$，$\nu>55$的玻璃叫冕玻璃；除冕玻璃以外的那些玻璃叫火石玻璃。而苏联和我国一些厂是将光学玻璃组成PbO含量小於3%（重量分数）的划归冕类光学玻璃，而PbO含量大於和等于3%（重量分数）的为火石玻璃。这些玻璃还可以分成二十多个细类。冕玻璃中有氟冕、磷冕、重磷冕、硼冕、轻冕、锌冕、钡冕、重冕、钛冕、超重冕、镧冕。火石玻璃中有冕火石、轻钡火石、超轻火石、钡火石、重钡火石、镧火石、重镧火石、重火石、钛火石、短火石、特短火石等。光学玻璃的折射率和阿贝数分别在1.45—1.96和20—85之间。不同牌号的玻璃具有不同的组成成分并要采用不同的熔制工艺制造，以保证质量达到要求。但精确再生产具有确定性能的玻璃非常困难，通常是使产品的特性同预定的特性控制在一定的误差范围内。

要表示上述每一玻璃牌号，我们用该类玻璃的缩写符号加顺序号数字来命名。通常用符号K表示冕类光学玻璃，用符号F表示火石类光学玻璃。细类则还需要加上表示其特征组成或性能的符号。如LaK、BaF等就是以玻璃组成中含有化学元素La、Ba，并以此为特征命名的。以ZF、QF命名的重火石、轻火石玻璃中的Z、Q表示玻璃折射率的高、低或比重的大、小。另外将具有特殊相对部分色散的玻璃用TF来表示。由于各国文字的不同以及对细类划分的差异，所以不同国家的各类玻璃的命名符号也不同。表24-71列出各国无色光学玻璃分类命名符号对照。牌号中的顺序数字通常是按时间早晚顺序给定的。为了使玻璃的名称表明其特性，可以用六位数字表示。这六位数字由两部分组成。前三位数字表示标准的折射率后三位是阿贝数ν值（或V值），它是色散本领的倒数，表示作

$$\nu=\frac{n_m-1}{n_s-n_l} \qquad (24\text{-}20)$$

式中　n_m——在中部波长处的折射率；

n_s——在短波长处的折射率；

n_l——在长波长处的折射率。

实际上，仅用这六位数就可设计一个透镜。这种数字表示法对计算机程序检索特别方便。如K_9玻璃的$n_D=1.5163$，$\nu=64.1$则可表示作516641。

传统的光学玻璃都是指可见光谱区的，所以光学玻璃目录中列出的只是可见区域的折射率和相对色散。通用的标准折射率指的是在波长587.65毫微米（氦黄线）或589.3毫微米（钠黄线）处的折射率n_d或n_D，而相对色散本领或阿贝数由在波长486.1和656.3毫微米处的折射率n_F和n_C给出。阿贝数表示作

表 24-71 各国无色光学玻璃分类命名符号对照表

分类	符号 \ 国别	中 国	美 国	德国、日本	苏 联
冕类	轻 冕	QK			ЛК
	硼 硅 冕		BSK	(硼冕) BK	
	氟 冕	FK		FK	
	磷 冕	PK		PK	ФК
	冕	K	C	K	K
	钡 冕	BaK	(重钡冕) DBC	BaK	БК
	重 冕	ZK	(特重钡冕) EDBC	SK	ТК
	镧 冕	LaK	LaK	LaK	
	超 重 冕			SSK	СТК
火石类	轻 火 石	QK	LF	LF	ЛФ
	冕 火 石	KF	CF	KF	КФ
	火 石	F	F	F	Ф
	钡 火 石	BaF	BF	BaF	БФ
	重 钡 火 石	ZBaF	DBF	BaSF	ТБФ
	镧 火 石	LaF	LF	LaF	
	重 火 石	ZF	DF	SF	ТФ
	特 重 火 石	TF		(短火石) KzF	ОФ

$$\nu_D = \frac{n_D - 1}{n_F - n_C} \tag{24-21}$$

或
$$\nu_d = \frac{n_d - 1}{n_F - n_C} \tag{24-22}$$

美国科宁和德国肖特生产的可见区域的光学玻璃的 $n-\nu$ 分布图分别示于图 24-203 和 24-204。我国部分厂生产的光学玻璃的 $n-\nu$ 图示于图 24-205。

我国目前生产的光学玻璃同国外相应玻璃的牌号对照列入表 24-72 中。

一个光学材料的部分色散是在一个小的光谱区内其折射率的改变同总设计区间的折射率改变之比。对于阿贝数 ν_d 来说，若采用 F、d 和 C 三条线，则部分色散是

$$P_{Fd} = \frac{n_F - n_d}{n_F - n_C} \tag{24-23}$$

在一个精确消色差透镜里的二级光谱是由于两个元件的非线性色散曲线不完全匹配而引起的。一薄的消色差双胶合透镜对于一个在无限远处的物体，其值由下式给出

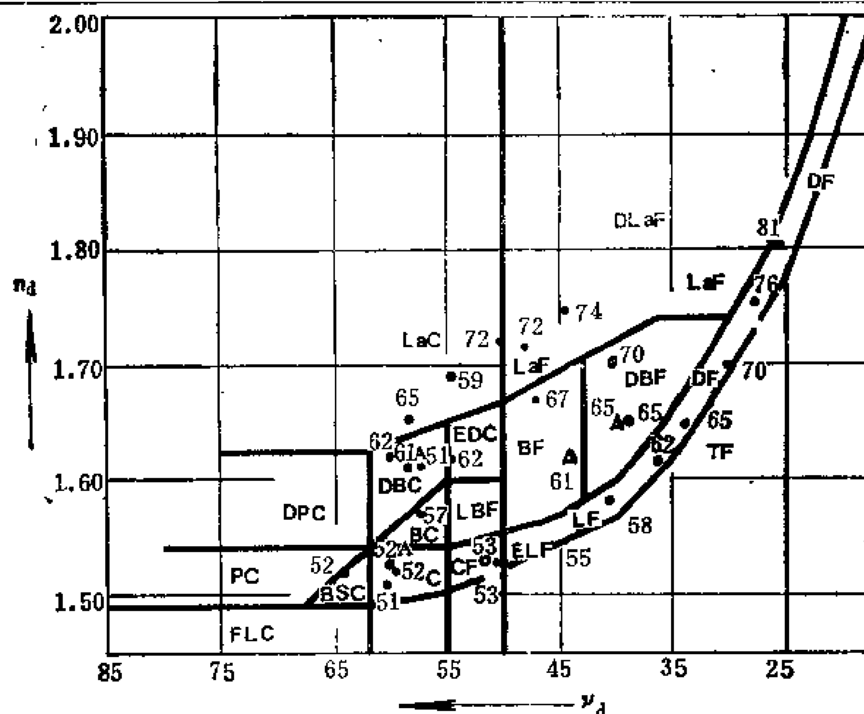


图 24-203　科宁光学玻璃的折射率 n 和色散 ν 的分布图。图中符号：O表示特殊火石玻璃(FS)，Δ是硼酸盐火石玻璃(BoF)；•表示所有其它玻璃；符号 E = 超；D = 重；L = 轻。这是玻璃牌号的缩写符号[196]。

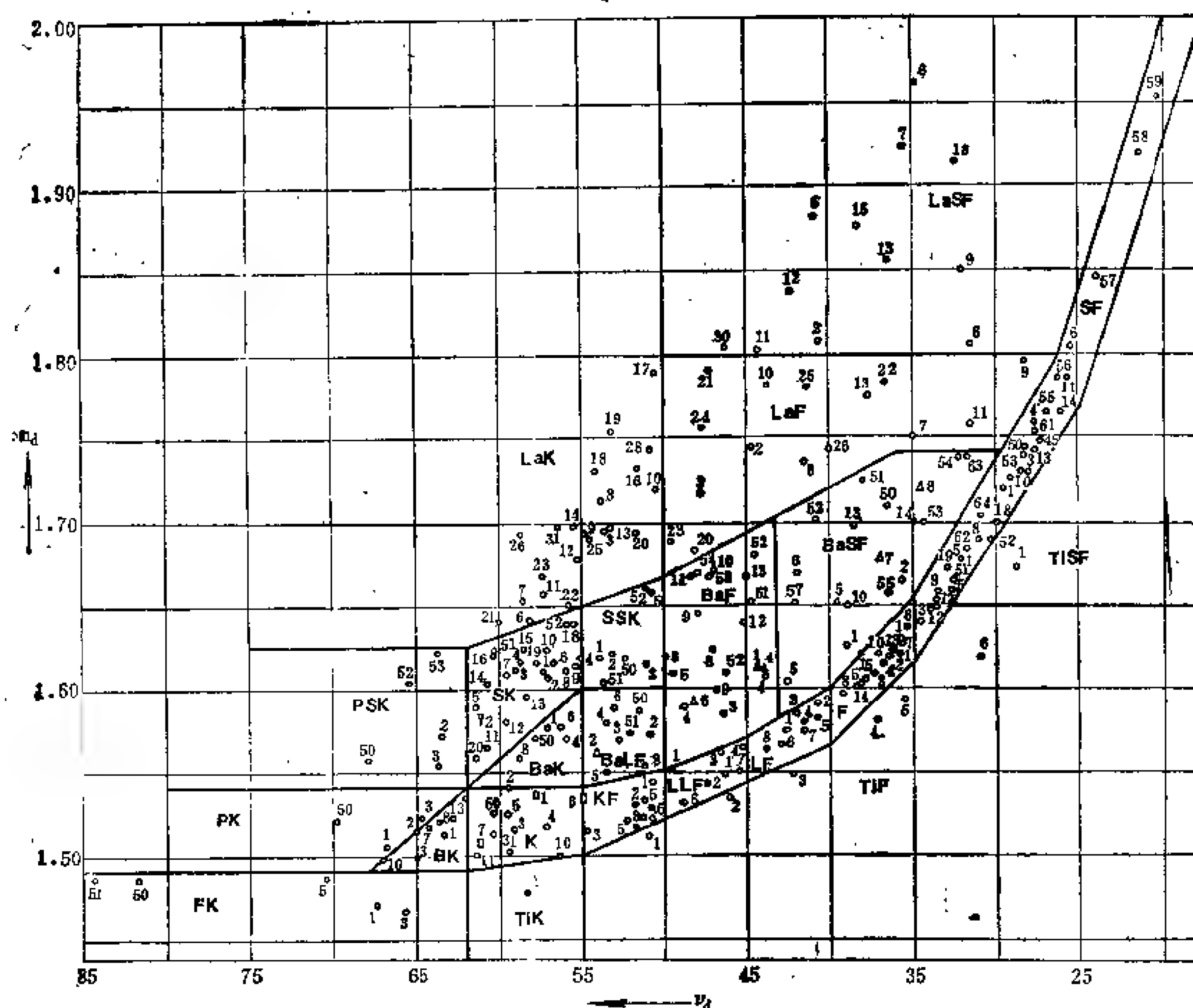


图 24-204　肖特光学玻璃的折射率 n 和色散 ν 的分布图。图中符号意义是：口表示锌冕玻璃(ZK)；×表示钡轻冕(BaLK)；O表示短火石(KzF)；△表示特短火石玻璃(KzFS)；▽表示特长冕；•所有其它玻璃。每个区域表示一类玻璃。

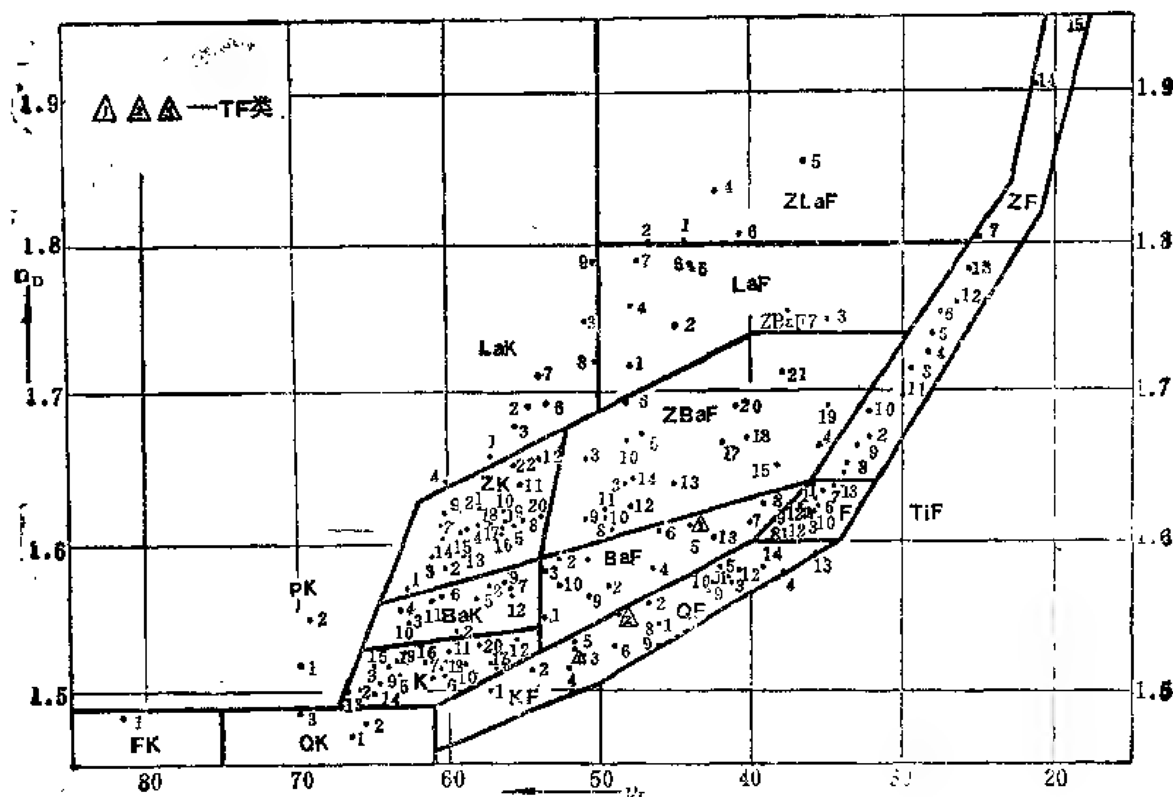


图 24-205 中国一些厂家生产的光学玻璃的折射率和色散值图。

$$二级光谱=焦距\frac{P_a-P_b}{\nu_a-\nu_b} \tag{24-24}$$

式中 P_a 和 P_b 是透镜 a 和 b 的部分色散，而 ν_a 和 ν_b 是其阿贝数。一般来说，正常透镜的二级光谱是焦距除以 2,500，也可利用附表精确计算。

根据阿贝公式，部分色散和阿贝数近似成直线关系

$$P_{xy}\approx m_{xy}\cdot\nu_D+b_{xy} \tag{24-25}$$

式中 $P_{xy}=\frac{n_x-n_y}{n_F-n_C}$ 是波长 x 和 y 的相对部分色散。一般的光学玻璃都近似的接近这种直线关系。当某些玻璃的部分色散和阿贝数与此直线关系有较大偏离时，这些玻璃对于二级光谱的校正即对于两个以上波长的消色差有实际作用。这些玻璃叫做特殊色散玻璃。

玻璃的耐酸碱能力也是玻璃的一个重要性能。在一般玻璃中，火石玻璃受酸溶液的影响最大，并且可产生干涉膜或甚至被侵蚀。而冕玻璃对碱溶液更敏感，并且经过一定时间，通常超过几年，能产生一层白垩层，它能散射光并使透射率降低。通常，由于火石玻璃耐化学药物侵蚀能力较差并且质软容易擦伤，所以加工处理较为困难。使用化学稳定性差的玻璃可以通过镀膜加以保护。虽然这是一种解决办法，但大家都还是希望使用稳定耐用的玻璃，因为镀膜可以引起许多使玻璃受侵蚀的针孔。许多设计者采用稳定的玻璃于透镜的暴露部分，使它能同时起到保护窗的作用。

在表 24-73 中，0 级侵蚀实际上指无侵蚀，甚至将这些玻璃泡入标准酸溶液中 100 小时以上也无变化。玻璃耐化学侵蚀性分 5 级。5 级的玻璃在少于 12 分钟内即显示出受侵蚀。

磷冕和短火石玻璃的耐侵蚀性最差，常常需要加保护层。其中有一些玻璃的耐侵蚀性甚

表 24-72　中国和外国光学玻璃牌号对照表

中国牌号	折射率 n_d	中部色散 n_F-n_C	苏联牌号	折射率 n_d	中部色散 n_d	德国牌号	折射率 n_d	中部色散 n_F-n_C
FK1	1.48579	0.00587				FK52	1.48605	0.005941
FK2	1.48656	0.00576				FK51	1.48656	0.005750
QK1	1.47047	0.00704	ЛК 6	1.47047	0.00704	FK 1	1.47069	0.006990
QK2	1.47817	0.00729	ЛК 5	1.47817	0.00729	FK 4	1.47823	0.007260
QK3	1.48746	0.00696	ЛК 3	1.48746	0.00696	FK 5	1.48749	0.006924
K1	1.49967	0.00805	КФ 5	1.49967	0.00805	K 11	1.50013	0.008140
K2	1.50047	0.00758	К 2	1.50047	0.00758	BK 4	1.50048	0.007610
K3	1.50463	0.00780				BK 5	1.50463	0.007766
K4	1.50802	0.00832				ZK 7	1.50802	0.008320
						ZKN 7	1.50847	0.008310
K5	1.51007	0.00805	К 3	1.51007	0.00805	BK 1	1.51009	0.008038
K6	1.51112	0.00845	К 6	1.51112	0.00845	K 7	1.51112	0.008461
K7	1.51478	0.00849	К 14	1.51478	0.00849	K 9	1.51478	0.008490
K8	1.51602	0.00909				K 2	1.51602	0.009090
K9	1.51637	0.00806	К 8	1.51637	0.00806	BK7	1.51680	0.008054
K10	1.51818	0.00879	КФ 4	1.51818	0.00879	K 3	1.51823	0.008787
K11	1.52638	0.00875	К 20	1.52638	0.00875	BaLK 1	1.52642	0.008770
K12	1.53359	0.00962	К15	1.53359	0.00962	ZK 5	1.53375	0.009651
K13	1.51276	0.00856				K 8	1.51276	0.008580
K16	1.51878	0.00841	К19	1.51878	0.00841	BaLK 2	1.51783	0.008460
			БК 3	1.51838	0.00859	BaLK 3	1.51835	0.008599
K519604	1.51918	0.00860	К18	1.51918	0.00860			
PK 1	1.51907	0.00743	ФК1	1.51907	0.00743	PKS 1		
PK 2	1.54867	0.00806	ФК3	1.54867	0.00806			
BaK 1	1.53028	0.00877	БК 4	1.53028	0.00877			
BaK 2	1.53998	0.00905	БК 6	1.53998	0.00905	BaK 2	1.53996	0.009043
BaK 3	1.54678	0.00871	БК 8	1.54678	0.00871	PSK 1	1.54771	0.008710
BaK 4	1.55428	0.00872	БК 11	1.55248	0.00872	PSK 3	1.55232	0.008704
BaK 5	1.56068	0.00961	БК 12	1.56068	0.00961			
BaK 6	1.56388	0.00928	ТК 1	1.56388	0.00928	SK 11	1.56384	0.009273
BaK 7	1.56889	0.01015	БК 10	1.56889	0.01015	BaK 4	1.56883	0.010135
BaK 8	1.57249	0.00996	ТК 2	1.57249	0.00996	BaK 1	1.57250	0.009948
BaK 9	1.57444	0.01018				BaK 6	1.57444	0.010186
BaK 11	1.55963	0.00914	БК 13			SK 20	1.55963	0.009143
BaK 12	1.56470	0.01010	БК 9	1.56469	0.01012	BaK 3	1.56470	0.010098
ZK 1	1.56888	0.00904	ТК 12	1.56888	0.00904	PSK 2	1.56873	0.009016
ZK 2	1.58313	0.00983				SK 12	1.58313	0.009808
ZK 3	1.58919	0.00962	ТК 3	1.58919	0.00962	SK 5	1.58913	0.009615
ZK 4	1.60881	0.01034				SK 3	1.60881	0.010332
ZK 5	1.61120	0.01095	ТК 4	1.61120	0.01095	SK 8	1.61117	0.010919
ZK 6	1.61269	0.01050	ТК 16	1.61269	0.01050	SK 4	1.61272	0.010451
ZK 7	1.61309	0.01012	ТК 14	1.61309	0.01012			
ZK 8	1.61410	0.01114	ТК 8	1.61410	0.01114	SK 9	1.61405	0.011130
ZK 9	1.62041	0.01029				SK 16	1.62041	0.010284
ZK 10	1.62210	0.01097	ТК 20	1.62210	0.01097	SK 10	1.62280	0.010945
ZK 11	1.63854	0.01151				SK 18	1.63854	0.011510
						SKN 18	1.63854	0.011521
ZK 14	1.60311	0.00996	ТК 13	1.60389	0.00996	SK 14	1.60311	0.009952
ZK 15	1.60729	0.01022				SK 7	1.60729	0.010214
ZK 614563	1.61380	0.01090	ТК 7	1.61380	0.01090	SK 6	1.61375	0.010882
ZK 617541	1.61720	0.01142	ТК 9	1.61720	0.01142	SSK 1	1.61720	0.011448
LaK 1	1.65950	0.01150	СТК 3	1.65950	0.01150	LaK 11	1.65830	0.011197
						LaK 1	1.65830	0.011450
LaK 2	1.69211	0.01269	СТК 4	1.69211	0.01269	LaKN 9	1.69100	0.012631
						LaK 5	1.69100	0.012610
LaK 3	1.74693	0.01466	СТК 6	1.74693	0.01466			

续表

中国牌号	折射率 n_d	中部色散 n_F-n_C	苏联牌号	折射率 n_d	中部色散 n_F-n_C	德国牌号	折射率 n_d	中部色散 n_F-n_C
LaK 4	1.64050	0.01066				LaK 21	1.64050	0.010660
LaK 5	1.67790	0.01221				LaK 12	1.67790	0.01221
						LaKK12	1.67790	0.012280
						LaK 2	1.67790	0.012210
LaK 6	1.69350	0.01299				LaK 13	1.69350	0.012990
						LaKK13	1.69350	0.013004
						LaK 3	1.69350	0.012975
LaK 7	1.71300	0.01323				LaK 8	1.71300	0.013245
LaK 8	1.72000	0.01431				LaK 10	1.72000	0.014282
LaK 10	1.65113	0.01165				LaK 22	1.65113	0.011650
LaK 11●	1.66466	0.01217						
LaK12	1.69680	0.01240				LaK 24	1.69680	0.012404
LaK-755531	1.75496	0.01423				LaKN19	1.75496	0.014231
TK 1	1.58579	0.00962				LaSK 2	1.58599	0.009600
KF 1	1.50053	0.00875	KФ 6	1.50053	0.00875	K 10	1.50137	0.008888
KF 2	1.51539	0.00946	KФ 1	1.51539	0.00946	KF 3	1.51454	0.009406
KF 3	1.52629	0.01032	KФ 3	1.52629	0.01032	KF 2	1.52630	0.010319
KF-533520	1.53329	0.01026	KФ 8	1.53329	0.01026	KF 4	1.53358	0.010340
QF 1	1.54811	0.01195	ЛФ 10	1.54811	0.01195	LLF 1	1.54814	0.011980
QF 2	1.56091	0.01199	ЛФ 11	1.56091	0.01199	LLF 3	1.56013	0.011876
QF 3	1.57502	0.01392	ЛФ 5	1.57502	0.01392	LF 7	1.57501	0.013860
QF 5	1.58215	0.01385				LF 3	1.58215	0.013836
QF 6	1.53172	0.01090				LLF 6	1.53172	0.010905
QF 9	1.56138	0.01241				LLF 4	1.56138	0.012410
QF 11	1.57842	0.01407	ЛФ 7	1.57842	0.01407	LF 4	1.57845	0.013908
QF 14	1.59551	0.01520				F 8	1.59551	0.01520
F 1	1.60324	0.01590	Ф 6	1.60324	0.01590	F 5	1.60324	0.015868
F 2	1.61295	0.01659	Ф 1	1.61295	0.01659	F 3	1.61293	0.016549
F 3	1.61655	0.01684	Ф 2	1.61655	0.01684	F 4	1.61659	0.016834
F 4	1.62005	0.01706	Ф 13	1.62005	0.01706	F 2	1.62004	0.017050
F 5	1.62435	0.01738	Ф 4	1.62435	0.01738			
F 6	1.62495	0.01757	Ф 8	1.62495	0.01738	F 7	1.62536	0.017586
F 7	1.63636	0.01800				F 6	1.63636	0.018005
F 12	1.62364	0.01694	Ф 7	1.62335	0.01689	F 10	1.62364	0.01694
F 13	1.62588	0.01753				F 1	1.62588	0.017530
BaF 1	1.54809	0.01016	БФ 4	1.54809	0.01016	BaLF 5	1.54739	0.010207
BaF 2	1.56970	0.01152	БФ 6	1.56970	0.01152	BaF 2	1.56965	0.011539
BaF 3	1.57960	0.01076	БФ 7	1.57960	0.01076	BaLF 4	1.57957	0.010790
BaF 4	1.58271	0.01254	БФ 8	1.58271	0.01254	BaF 3	1.58267	0.012538
BaF 5	1.60562	0.01379	БФ 27	1.60670	0.01380	BaF 4	1.60562	0.013787
			БФ 5	1.60550	0.01379			
BaF 6	1.60772	0.01318	БФ 25	1.60772	0.01318	BaF7	1.60801	0.013141
BaF 7	1.61413	0.01534	БФ 21	1.61413	0.01534			
BaF 8	1.62604	0.01601	БФ 12	1.62604	0.01601	BaSF 1	1.62606	0.016068
BaF562509	1.56248	0.01106	БФ 18	1.56050	0.01100	BaLF 1	1.56248	0.011062
BaF603425	1.60323	0.01421				BaSF 5	1.60323	0.014201
ZBaF 1	1.62231	0.01171	БФ 11	1.62231	0.01171	SSK 2	1.62230	0.011707
ZBaF 2	1.63962	0.01325	БФ 13	1.63962	0.01325			
ZBaF 3	1.65691	0.01285	TK 21	1.65691	0.01285	SSK 5	1.65844	0.01295
						SSKN 5	1.65844	0.012940
ZBaF 4	1.66426	0.01874	БФ 28	1.66426	0.01874			
ZBaF 5	1.67103	0.01119	БФ 16	1.67103	0.01874	BaF 10	1.67003	0.01420
						BaFN 10	1.67003	0.014222
ZBaF-607494	1.60729	0.01229				BaF 5	1.60729	0.012293

● GB903—65标准为 ZK12

续表

中国牌号	折射率 n_d	中部色散 n_F-n_C	苏联牌号	折射率 n_d	中部色散 n_F-n_C	德国牌号	折射率 n_F-n_C	中部色散 n_F-n_C
ZBaF 11	1.62012	0.01245				SSK 9	1.62012	0.01245
ZBaF 13	1.63930	0.01415				BaF 12	1.63930	0.014151
ZBaF 15	1.65128	0.01699	БФ 14	1.65120	0.01699	BaSF 4	1.65128	0.01699
ZBaF 16	1.66672	0.01377				BaFN11	1.66672	0.013769
						BaF 11	1.66672	0.01378
ZBaF 17	1.66755	0.01592				BaSF6	1.66755	0.015921
ZBaF 18	1.66998	0.01709				BaSF12	1.66998	0.017090
ZBaF 20	1.70181	0.01711				BaSF52	1.70181	0.017112
						BaSF7	1.70154	0.017050
ZBaF 21	1.72340	0.01904				BaSF8	1.72340	0.01905
						BaSF51	1.72323	0.018991
ZBaF -618498	1.61772	0.01241				SSKN 8	1.61772	0.012413
ZF 1	1.64767	0.01912	ТФ 1	1.74767	0.01912	SF 2	1.64769	0.019135
						SF 12	1.64831	0.019158
ZF 2	1.67268	0.02087	ТФ 2	1.67268	0.02087	SF 5	1.67270	0.020884
ZF 3	1.71741	0.02431	ТФ 3	1.71741	0.02431	SF 1	1.71736	0.024307
ZF 4	1.72822	0.02570	ТФ 7	1.72822	0.02570	SF 10	1.72825	0.025634
ZF 5	1.74002	0.02628	ТФ 6	1.74002	0.02628	SF 3	1.74000	0.026244
ZF 6	1.75523	0.02743	ТФ 5	1.75523	0.02743	SF 4	1.75520	0.027383
ZF 7	1.80627	0.03178	ТФ 10	1.80627	0.03178	SF 6	1.80518	0.031660
ZF 8	1.65446	0.01944				SF 9	1.65446	0.019447
ZF 10	1.68893	0.02210	ТФ 8	1.68949	0.02215	SF 8	1.68893	0.022098
ZF 11	1.69895	0.02325	ТФ 9	1.69870	0.02326	SF 15	1.69895	0.023246
ZF 12	1.76182	0.02871				SF 14	1.76182	0.028718
ZF 13	1.78472	0.03046				SF 11	1.78472	0.030468
ZF 14	1.91761	0.04266				SF 58	1.91761	0.042658
LaF 1❷	1.69366	0.01410						
LaF 2	1.71700	0.01497				LaF3	1.71700	0.01497
						LaFN3	1.71700	0.014943
LaF 3	1.74400	0.01657				LaF2	1.74400	0.01657
						LaFN2	1.74400	0.016618
LaF 4	1.74950	0.02142				LaF7	1.74950	0.02141
						LaFN7	1.74950	0.021445
LaF 5❸	1.75350	0.02008						
LaF 6	1.75719	0.01583				LaF 24	1.75719	0.015836
LaF 7	1.78179	0.02108				LaF 22	1.78179	0.021077
LaF 8	1.78427	0.01899				LaF 25	1.78427	0.018969
LaF 9	1.78443	0.01787				LaF 10	1.78443	0.017875
LaF 10	1.78831	0.01664				LaF 21	1.78831	0.016633
LaF -786440	1.78590	0.01788				LaSF 01(日)	1.78590	0.01788
ZLaF 1	1.80166	0.01811				LaSF11	1.80166	0.018111
ZLaF 2	1.80279	0.01717				LaSF 1	1.80279	0.017168
ZLaF 3	1.85544	0.02338				LaSF13	1.85544	0.023381
ZLaF -881410	1.88069	0.02147				LaSF 5	1.88069	0.021476
ZLaF 4	1.91010	0.02561						
TiF 1	1.53256	0.01158				LLF 8	1.53256	0.011580
TiF 2❶	1.58013	0.01526	ЛФ 9	1.58013	0.01526			
TiF 3	1.59270	0.01656				F 16	1.59270	0.016560
TiF 4	1.61650	0.01990				TiF 6	1.61650	0.019904

❷原国标为$ZBaF_6$; ❸为$ZBaF_7$; ❶GB905—65标准为QF_4。

续表

中　国 牌　号	折射率 n_d	中部色散 n_F-n_C	苏　联 牌　号	折射率 n_d	中部色散 n_F-n_C	德　国 牌　号	折射率 n_F-n_C	中部色散 n_F-n_C
TF 1	1.52949	0.01022	OΦ 1	1.52949	0.01022	KzF 2	1.52944	0.01021
TF 2	1.55390	0.01140	OΦ 2	1.55390	0.01140			
TF 3	1.61242	0.01389	OΦ 3	1.61242	0.01389	KzFS 1	1.61310	0.013826
TF 4	1.61390	0.01396				KzFSN 4	1.61340	0.013848
TF 5	1.65412	0.01651				KzFSN 5	1.65412	0.016507
TF 6	1.68047	0.02183				KzFSN 7	1.68047	0.02166

至不能用常规的试验方法来检验。

由于玻璃组成的复杂以及一些组分在玻璃基体中的不稳定性，或简单的说由于其在熔融状态下的粘度，许多玻璃很难被制成无夹杂物（如气泡、条纹和结石）的玻璃。0 级气泡是指在 100厘米³ 的玻璃体积内全部明显的夹杂物总横截面面积不超过 0.029 毫米²；而 5 级气泡是总横截面面积不超过 2 毫米²。

密度用无量纲的量比重来表示。对于大多数光学玻璃来说，在波长大于 400 毫微米的区域，透射率基本上不随波长而改变。在表 24-73 中给出一些光学玻璃的光性、化学稳定性、气泡度、密度以及 5 毫米厚的样品在 350 毫微米波长处的透射率。

表 24-73　北大西洋公约组织光学玻璃特性表(192—165,188)

6 位数命名	肖特命名	n_d	ν_d	P_{Fd}	耐化学侵蚀性	气泡度	密　度	内透射率
511604	K7	1.51112	60.41	0.6950	0	0—1	2.53	0.986
517642	BK7	1.51680	64.17	0.6928	0	0	2.51	0.972
522595	K5	1.52249	59.48	0.6956	0	2	2.63	0.98
523602	K50	1.52257	60.18	0.6956	0	0	2.62	0.986
527511	KzF6	1.52682	51.13	0.6969	2	1	2.54	0.88
529517	KzF2	1.52944	51.68	0.6970	2	0—1	2.55	0.91
548458	LLF1	1.54814	45.75	0.7020	0	0—1	2.94	0.985
573575	BaK1	1.57250	57.55	0.6966	1	1	3.19	0.97
581409	LF5	1.58144	40.85	0.7040	0	0—1	3.22	0.988
613443	KzFSN4	1.61340	44.30	0.6997	2	0—1	3.20	0.65
613574	SK19	1.61342	57.37	0.6967	1	0—1	3.56	0.91
613586	SK4	1.61722	58.63	0.6966	2	0—1	3.57	0.92
618551	SSK4	1.61765	55.14	0.6982	1	0—1	3.63	0.94
620364	F2	1.62004	36.37	0.7062	0	0	3.61	0.90
920603	SK16	1.62041	60.33	0.6953	4	0—1	3.58	0.88
648339	SF2	1.64769	33.85	0.7076	0	0—1	3.86	0.84
650392	BaSF10	1.65016	39.15	0.7057	2—3	2	3.91	0.80
652585	LaKN7	1.65160	58.52	0.6961	2	1	3.84	0.845
653397	KzFS5	1.65332	39.71	0.7013	4—5	0—1	3.44	0.14
670471	BaFN10	1.67003	47.11	0.7017	3	0—1	3.76	0.29
691547	LaKN9	1.69100	54.71	0.6959	1	1	3.55	0.745
699301	SF15	1.69895	30.07	0.7102	0	1	4.06	0.01
702410	BaSF52	1.70181	41.01	0.7030	5	1	3.96	0.43
717480	LaFN3	1.71700	47.98	0.7007	5	1	4.34	0.62
720504	LaK10	1.72000	50.41	0.6974	2	1	3.81	0.755
744448	LaFN2	1.74400	44.77	0.7023	4—5	1	4.46	0.47
755276	SF4	1.75520	27.58	0.7114	2	1	4.78	0.31
805254	SF6	1.80518	25.43	0.7129	3—4	0—1	5.18	0.03

第五节 耐辐射防辐射光学玻璃

普通的光学玻璃如果在强放射性辐射场合下使用，将很快染色甚至变成黑色而不透光。所以在有放射性辐射存在的场合下使用的光学观察检验仪器和装置都必须使用耐辐射和防辐射光学玻璃，如原子反应堆及热室观察窗就要用防辐射光学玻璃，这样不仅能保护操作人员的安全，而且能清楚的观察各种变化情况。而检查反应堆的潜望镜及热室显微镜用透镜材料就必须用耐辐射光学玻璃。一般的耐辐射和防辐射玻璃都是在基质玻璃组成中加入适量的辐射稳定剂，如氧化铈等多价离子氧化物，并适当调整组分比例使其光性保持不变而制成。此外，防辐射玻璃还需要在玻璃组分内含有对辐射线具有高吸收能力的氧化物。

图 24-206 是熔凝硅石、熔凝石英和铅硅酸盐玻璃在辐射线照射前后的透射曲线。图 24-207——图 24-216是肖特厂的几种典型的耐辐射光学玻璃受射线照射前后的光谱透射曲线。图 24-217 和图 24-218 是其普通光学玻璃经射线照射前后的透射曲线。

我国耐辐射光学玻璃的命名是在原相应无色光学玻璃牌号的脚标数字上加上百位数来表示。例如能耐 10^5 伦琴剂量的玻璃，则称为 500 号玻璃。能耐 10^6 伦琴剂量的称为 600 号玻璃等等。如 K_{509} 玻璃即是相应于 K_9 的耐10^5 伦琴剂量的耐辐射光学玻璃，而 K_{609} 就是相应的耐 10^6 伦琴剂量的耐辐射玻璃。能耐 10^5 伦琴剂量的 500 号光学玻璃的耐辐射性能是用 20毫米

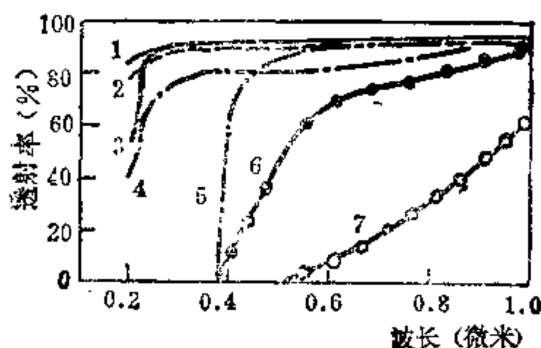


图 24-206 熔凝硅石、熔凝石英和铅硅酸盐玻璃的透射及耐辐射变色能力的比较曲线图，样品厚度 5 毫米。曲线 1 是熔凝硅石在辐照前的透射，曲线 2 是其经受 2×10^8 伦琴的 x 射线辐照后的透射曲线；曲线3是熔凝石英辐照前的透射曲线，曲线 4 是经受 3×10^8 伦琴的 x 射线辐照后的透射曲线；曲线5是铅硅酸盐玻璃在辐照前的透射曲线；曲线6是加铈稳定的铅硅酸盐玻璃在经受 10^6 伦琴钴源 γ 辐射辐照后的透射曲线[40]，曲线 7 是普通铅硅酸盐玻璃在经受 10^6 伦琴钴源 γ 射线辐照后的透射曲线。

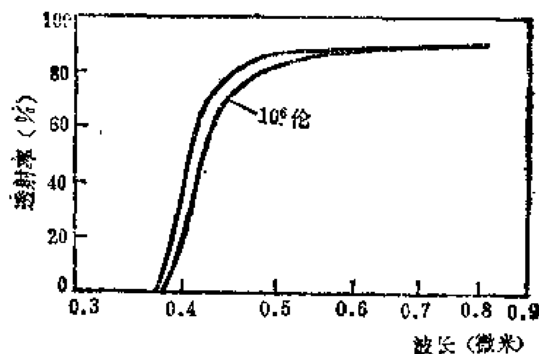


图 24-207 肖特耐辐射硼冕光学玻璃BK7G（n_D = 1.518，V = 64.1）受 10^6 伦琴 γ 射线照射前后的光谱透射曲线[197]。

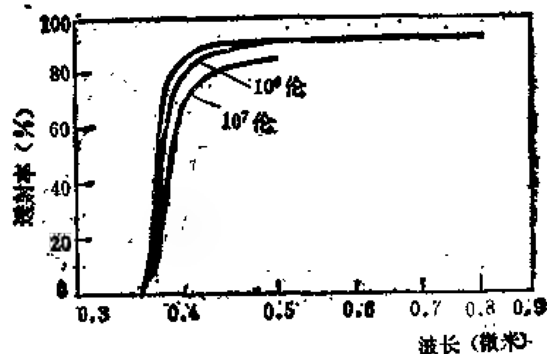


图 24-208 肖特耐辐射冕玻璃 WG 9 G（n_D = 1.520，V = 61.7）在经受10^6 伦琴和 10^7 伦琴 γ 射线辐照前后的光谱透射曲线[197]。

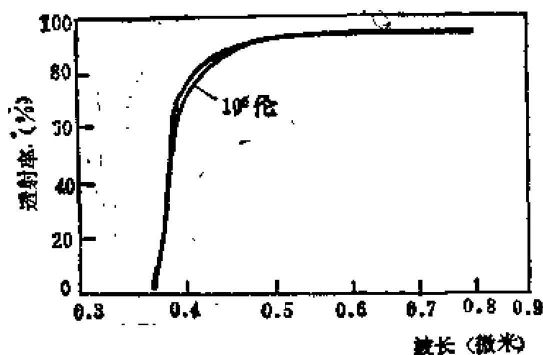


图 24-209　肖特耐辐射重冕玻璃SK4G (n_D=1.612, V=58.9)受10^6伦琴γ射线照射前后的光谱透射曲线[197]。

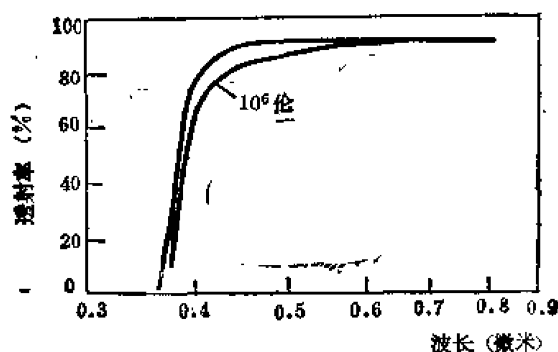


图 24-210　肖特耐辐射钡冕玻璃BaK1G (n_D=1.571, V=57.7)经受10^6伦琴γ射线照射前后的透射曲线[197]。

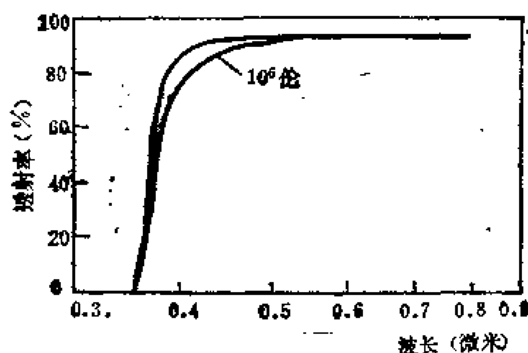


图 24-211　肖特耐辐射冕玻璃GG 18 G (n_d=1.518, V=56.9)经受10^6伦琴γ射线照射前后的透射曲线[197]。

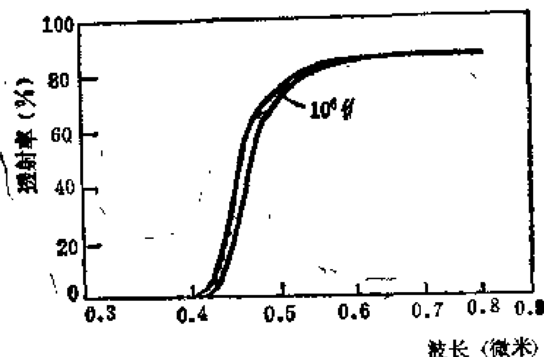


图 24-212　耐辐射镧冕玻璃 LaK 9 G (n_D=1.690, V=54.8) 受10^6伦琴γ射线照射前后的透射曲线[197]。

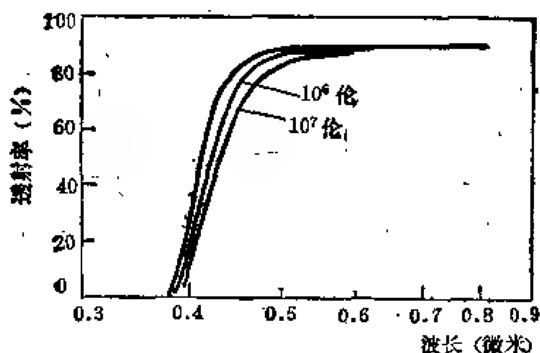


图 24-213　耐辐射轻火石玻璃 LF 5 G (n_D=1.583, V=41.1) 经受10^6伦琴和10^7伦琴γ射线照射前后的透射曲线[197]。

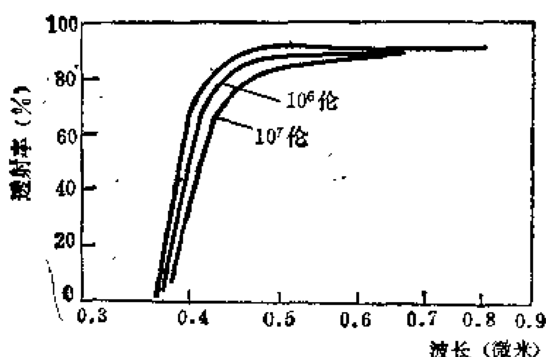


图 24-214　耐辐射火石玻璃 F2G (n_D=1.622, V=36.6) 经受10^6伦琴和10^7伦琴γ射线照射前后的透射曲线[197]。

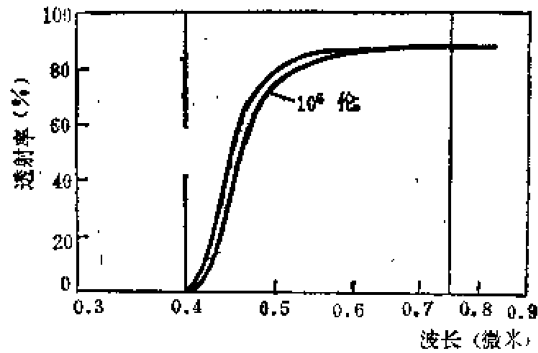


图 24-215　耐辐射重火石玻璃 SF5G（n_D=1.677，V=32.3）经受 10^6 伦琴 γ 射线照射前后的透射曲线[197]。

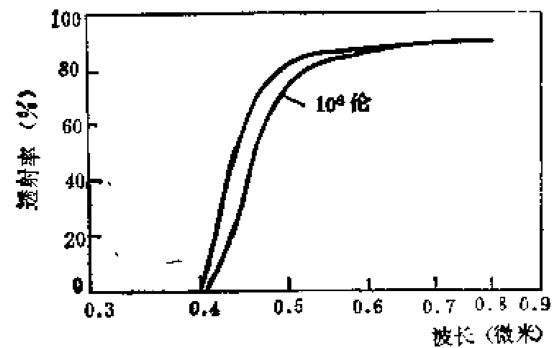


图 24-216　耐辐射重火石玻璃 SF 1 G（n_D=1.714，V=29.5）经受 10^6 伦琴 γ 射线辐照前后的透射曲线[197]。

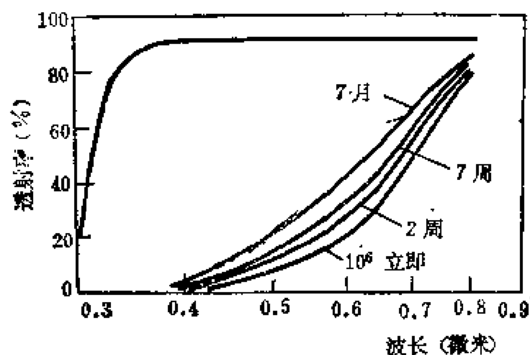


图 24-217　普通光学玻璃 BK 7 在 10^6 伦琴 γ 射线辐照后，经过不同时间测量的透射曲线[197]。

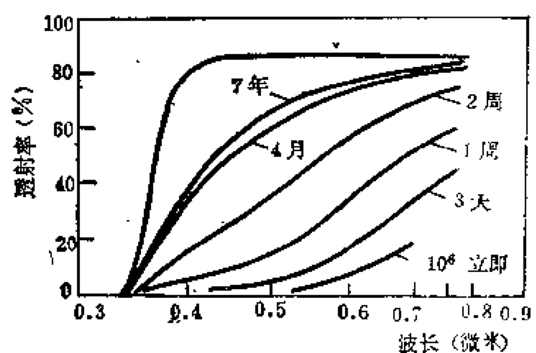


图 24-218　普通重火石玻璃 SF 1 在 10^6 伦琴 γ 射线辐照后，经过不同时间测量的透射曲线[197]。

厚的样品经受 10^5 伦琴剂量的 γ 射线辐照后，每厘米厚的光密度增量 ΔD，或厚度为 10 毫米的样品经 x 射线等效辐照后，每厘米厚的光密度增量 ΔD_1 来表示。我国生产的 500 号玻璃的光密度增量的最大允许值列入表 24-74 中。

表24-74　500号耐辐射光学玻璃经受10^5伦琴剂量的 γ 射线和等效 x 射线辐照前后的最大允许光密度增量

玻璃牌号	耐辐射性能		玻璃牌号	耐辐射性能	
	ΔD	ΔD_1		ΔD	ΔD_1
QK 501	0.065		K 507	0.045	0.035
QK 502	0.035		K 509	0.015	0.030
QK 503	0.050		K 510	0.060	0.060
K 501	0.060		K 511		0.035
K 502	0.035	0.035	K 512	0.060	
K 503	0.040		BaK 501	0.015	0.025
K 505	0.035	0.030	BaK 502	0.015	0.020

续表

玻璃牌号	耐辐射性能		玻璃牌号	耐辐射性能	
	ΔD	$ΔD_1$		ΔD	$ΔD_1$
BaK 503	0.020	0.025	F 506	0.070	0.0[illegible]
BaK 505	0.025		BaF 502	0.090	0.060
BaK 506	0.025	0.025	BaF 503	0.070	0.045
BaK 507	0.040	0.040	BaF 504	0.040	0.045
BaK 508	0.025	0.020	BaF 506	0.060	0.065
ZK 501	0.025	0.030	BaF 508	0.045	0.055
ZK 503	0.025	0.025	ZBaF 501	0.060	0.055
ZK 505	0.025	0.025	ZBaF 502	0.200	0.090
ZK 506	0.025	0.020	ZBaF 503	0.065	0.055
ZK 507	0.025	0.025	ZBaF 504	0.200	0.200
ZK 508	0.025	0.020	ZBaF 505	0.200	0.200
ZK 509	0.040		ZF 501	0.080	0.080
ZK 510	0.020	0.025	ZF 502	0.080	0.060
ZK 511	0.065		ZF 503	0.120	
KF 501	0.070	0.065	ZF 504	0.200	
KF 502	0.0[illegible]0	0.110	ZF 505	0.120	
KF 503		0.060	ZF 506	0.120	0.080
QF 502	0.060	0.110	TF 501	0.050	0.060
QK 503	0.110	0.110			
F 502	0.070	0.080			
F 503	0.070	0.065			
F 504	0.070	0.060			
F 505	0.070	0.050			

图 24-219——24-222 是西安光机所研制的几种典型的耐辐射光学玻璃经γ射线辐照前后的透射曲线。

图 24-223、是有机硅树脂胶受电子射线辐照前后的紫外透射曲线。

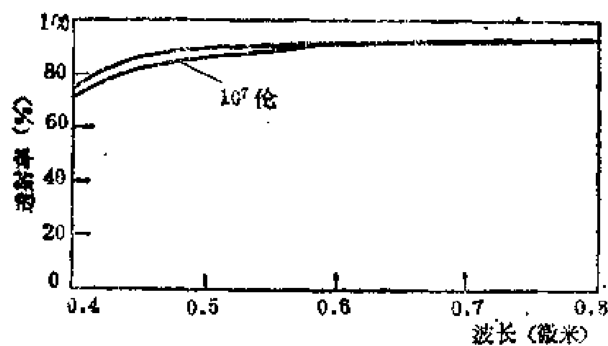


图 24-219 耐辐射光学玻璃K709经受10^7伦琴γ射线辐照前后的透射曲线[198]。

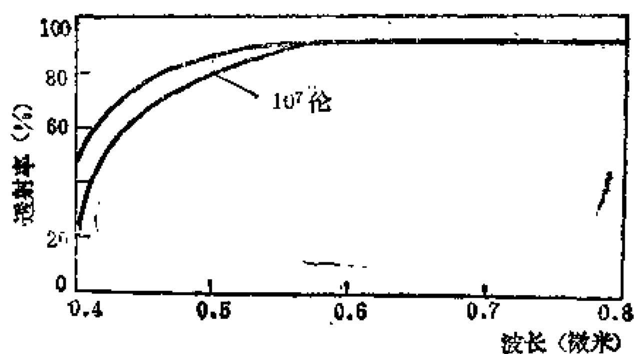


图 24-220 耐辐射光学玻璃ZK710在经受10^7伦琴γ射线辐照前后的透射曲线[198]。

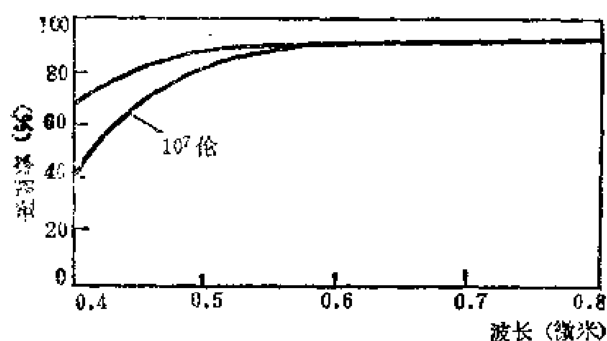


图 24-221 耐辐射光学玻璃F701在经受10^7伦琴γ射线辐照前后的透射曲线[198]。

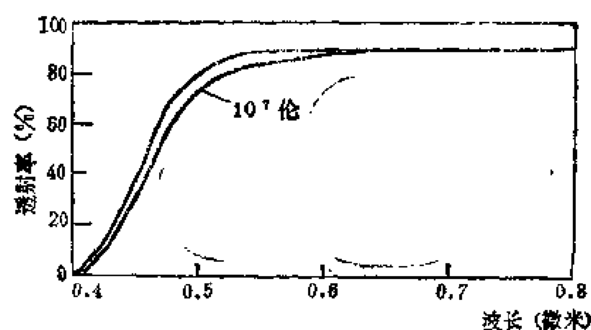


图 24-222 耐辐射光学玻璃ZF703经受10^7伦琴γ射线辐照前后的透射曲线[198]。

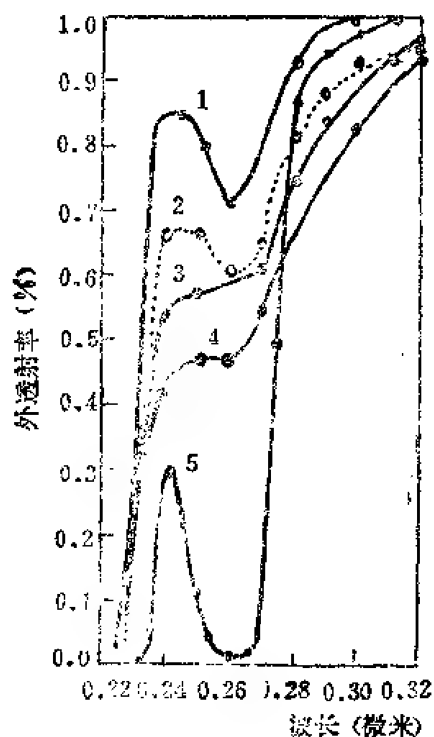


图 24-223 在经受2兆拉德剂量的10兆电子伏的电子射线辐照后7个月时，有机硅树脂胶的紫外透射率曲线，其中只有 Dow-Corning 184 未受辐照。曲线1为 Dow-Corning 93-500，厚度0.066毫米；曲线2为 Dow-Corning 184，厚度0.061毫米；曲线3为Dow-Corning 184，厚度0.[illegible]4毫米；曲线4为Dow-Corning 488，厚度0.056毫米；曲线5为General Electric 655，厚度0.064毫米。只有样品Dow-Cornin 93-500在2天后未经受90°C和1微毛真空的除气。其它的样品经过处理后都要损失重量的1%。有机硅胶作为光学胶粘剂的缺点是折射率低（1.43，绿光）和粘结强度低。但低的粘结强度并不是大问题，因为承受重量不大。在薄层之间这样的粘合力已非常大，要用手将这样粘合的透镜分开并不容易。

第六节 光学纤维玻璃材料 [199,200]

对于一般的传光光学纤维及光学纤维元件，如传光束、传象束、光纤面板和光纤图象变换器等所使用的玻璃，主要要求有好的透射率、一定的折射率、心皮玻璃膨胀系数接近（心玻璃的稍大于皮玻璃的）以及经热加工处理不析晶等。这些玻璃都可用普通的原料和传统的工艺方法来制造。

在光通信中使用的光学纤维用玻璃材料就需要有极高的透光率。为此就必须制造基本上不含杂质的超纯玻璃，玻璃中各种杂质（H_2O、Fe、Mn、Cr、Co、Ni、Cu等的氧化物）的含量在*PPm*以下，这样就必须采用新的制作方法。其中主要的方法有两种：一种是化学气相沉积法熔制石英基玻璃（简称作C. V. D法）。这是在石英玻璃管的外侧加热，而以硅磷等的氯化物混合气体通入管内。反应后在管内壁上生成$SiO_2+P_2O_5$的玻璃，烧实后拉成直径约20微米的纤维。目前可以作到光损耗低于2分贝/千米；另一种是多组分玻璃在较低温度下熔制。这是采用传统的坩埚法熔制的。这种方法要求高纯原料和净化的环境，使玻璃中铁和铜的含量分别低于0.2×10^{-6}和0.06×10^{-6}，锰、镍和钴的含量少于0.01×10^{-6}。这种方法的优点是熔制温度低，性能容易调整，材料较均匀以及容易实现连续生产等。但它要求原料纯度高，整个工艺过程和环境要求净化严格。故目前大量采用的主要是前一种方法。

由于红外波段对降低光纤的损耗更有利，所以红外光纤正在研究，以求得到更好的光纤用于通讯。本问题详细讨论见本书第十三章。

第七节 光学塑料 [220,221]

由于光学塑料比起光学玻璃来，具有价格便宜、制造加工容易、重量轻、韧性好等优点，所以在一些光学仪器中已经使用作透镜、防护镜等光学元件材料。由于它可用注射和模塑等方法直接加工成形，故在用光学玻璃很难加工出来的光学元件，改用光学塑料就很方便。特别是光学塑料拉制的塑料光学纤维具有好的传光特性、柔软、质轻，故在中短距离的传光、信号传输、医疗器械等方面都得到广泛的应用。但光学塑料也存在膨胀系数大、硬度低、耐热及化学稳定性较差等缺点。图24-224——图24-238是一些光学塑料的光谱透射曲线。表24-75和24-76给出了光学塑料的一些特性。图24-239给出一些有机和无机材料的低温透射。

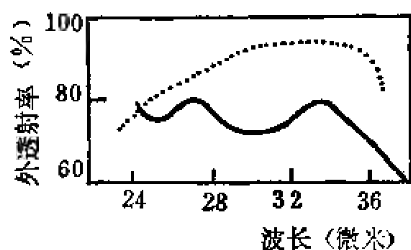


图24-224 点线是聚乙烯的透射曲线，样品厚度0.24毫米。实线是聚苯乙烯的透射曲线，样品厚度0.025毫米[31]。

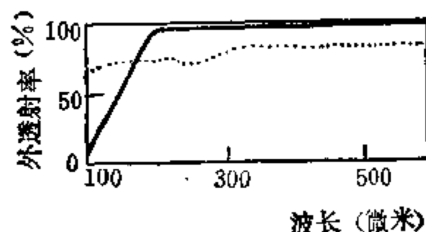


图24-225 实线是聚苯乙烯的透射曲线，样品厚度5毫米。点线是聚乙烯的透射曲线，样品厚度3.21毫米[31]。

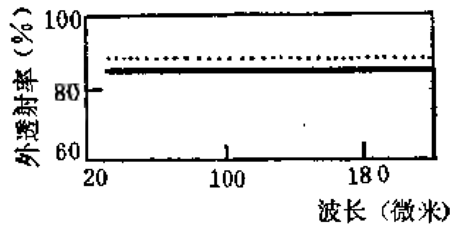


图 24-226　聚乙烯的透射曲线。点线是 0.64 毫米厚。实线是 1.0 毫米厚的聚乙烯。

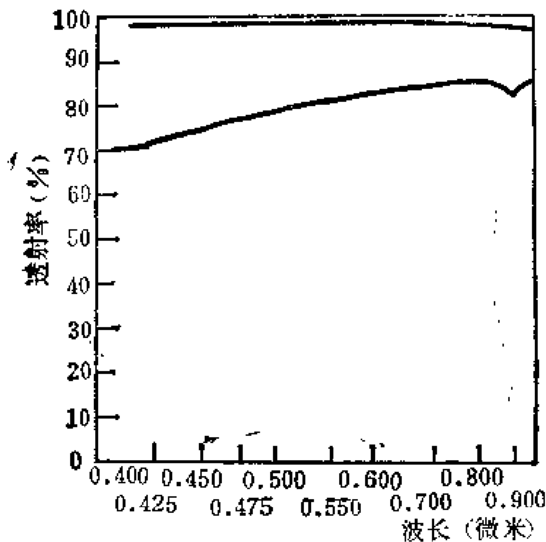


图 24-228　厚度 5.08 毫米的聚甲基戊烯（TPX）在 0.400—0.960 微米波段的外透射曲线[201]。

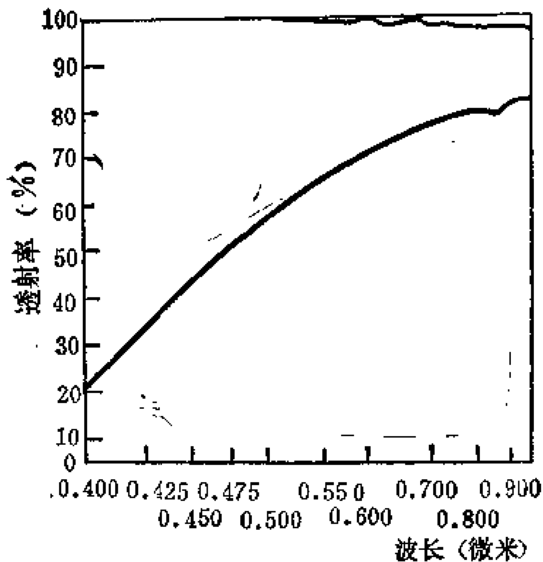


图 24-230　厚度 5.08 毫米的聚砜在 0.400—0.960微米波段的外透射曲线[201]。

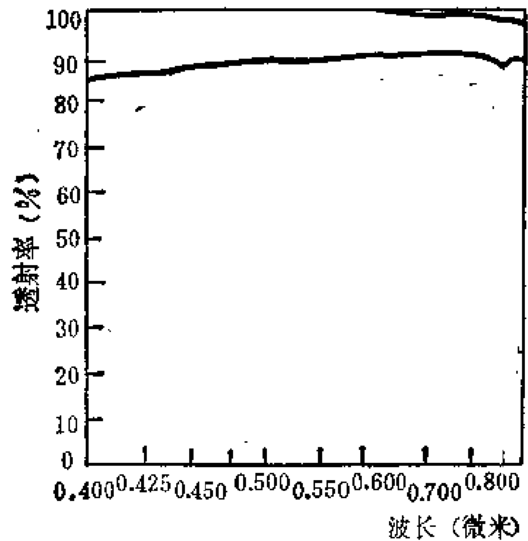


图24-227　厚度为 5.08 毫米的聚苯乙烯在 0.400—0.960 微米波段的外透射率曲线[201]。

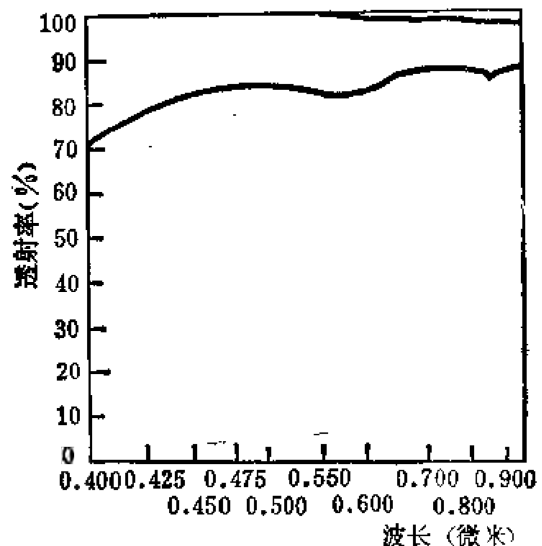


图 24-229　厚度 5.08 毫米的丙烯酸 V811 在 0.400—0.960 微米波段的外透射曲线[201]。

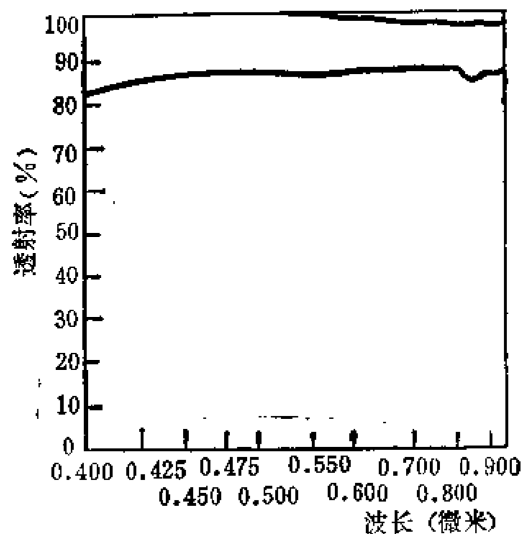


图 24-231　厚度 5.08毫米的苯乙烯—丙酸烯酯共聚物在 0.400—0.960 微米的外透射曲线[201]。

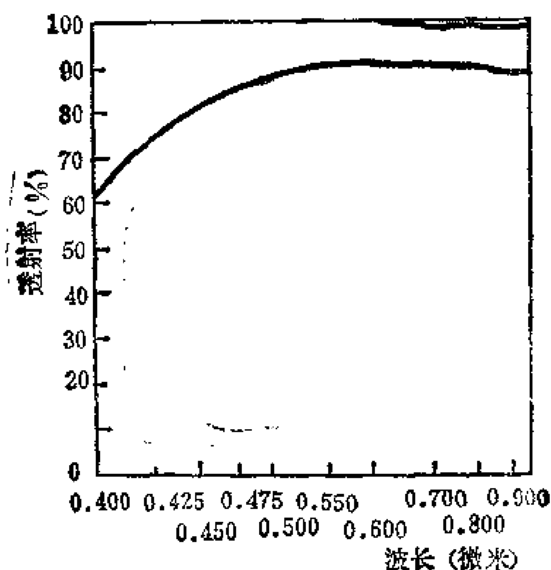


图 24-232 厚度 5.08 毫米的透明聚酰胺在 0.400—0.960 微米的外透射曲线[201]。

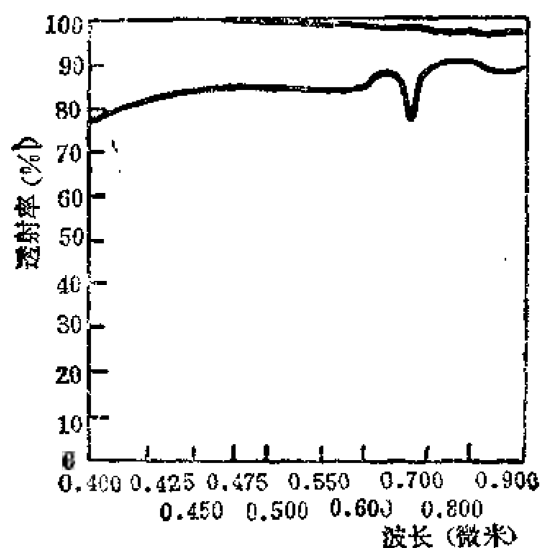


图 24-233 厚度 5.08 毫米的聚碳酸酯在 0.400—0.960 微米的透射曲线[201]。

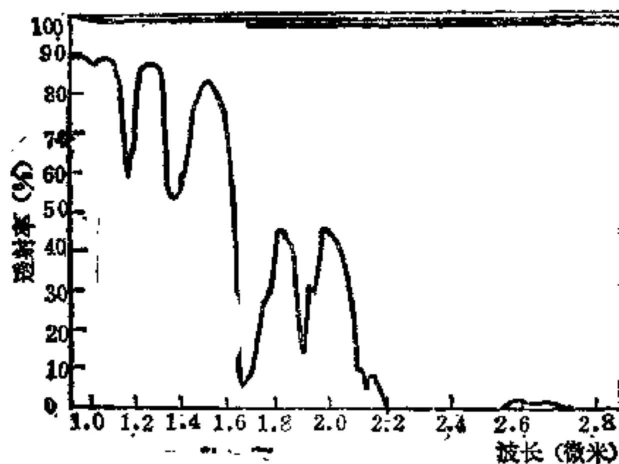
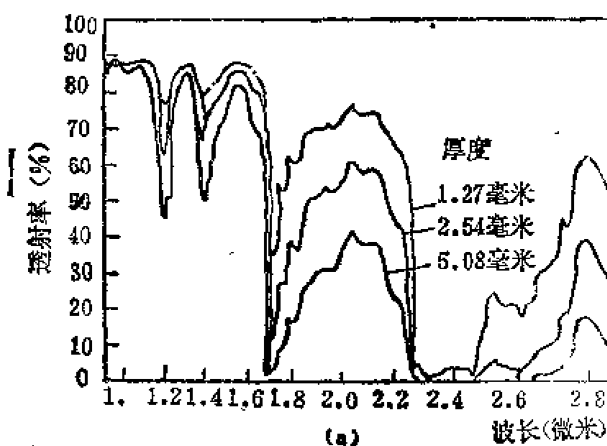
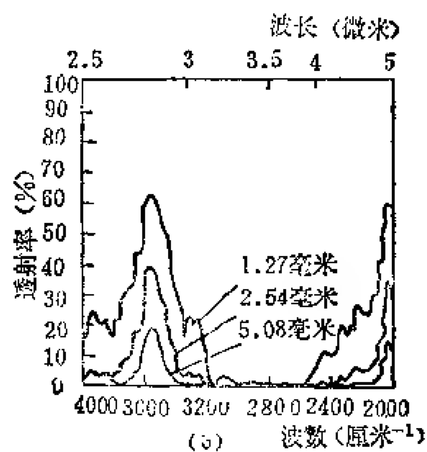


图 24-234 厚度 5.08 毫米的丙烯酸 V 811 在 0.940—2.850 微米波段的外透射曲线[201]。





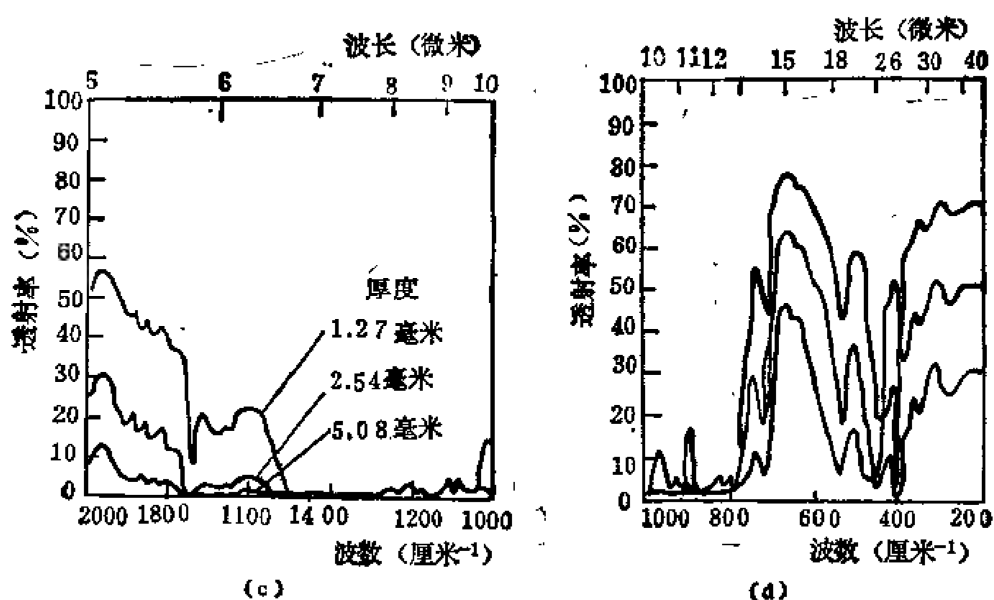


图 24-235　聚甲基戊烯（TPX）的外透射曲线：(a) 在0.940—2.850微米波段内；(b) 在2.5—5.0微米波段内；(c) 在5—10微米波段内；(d) 在10—40微米波段内[201]。

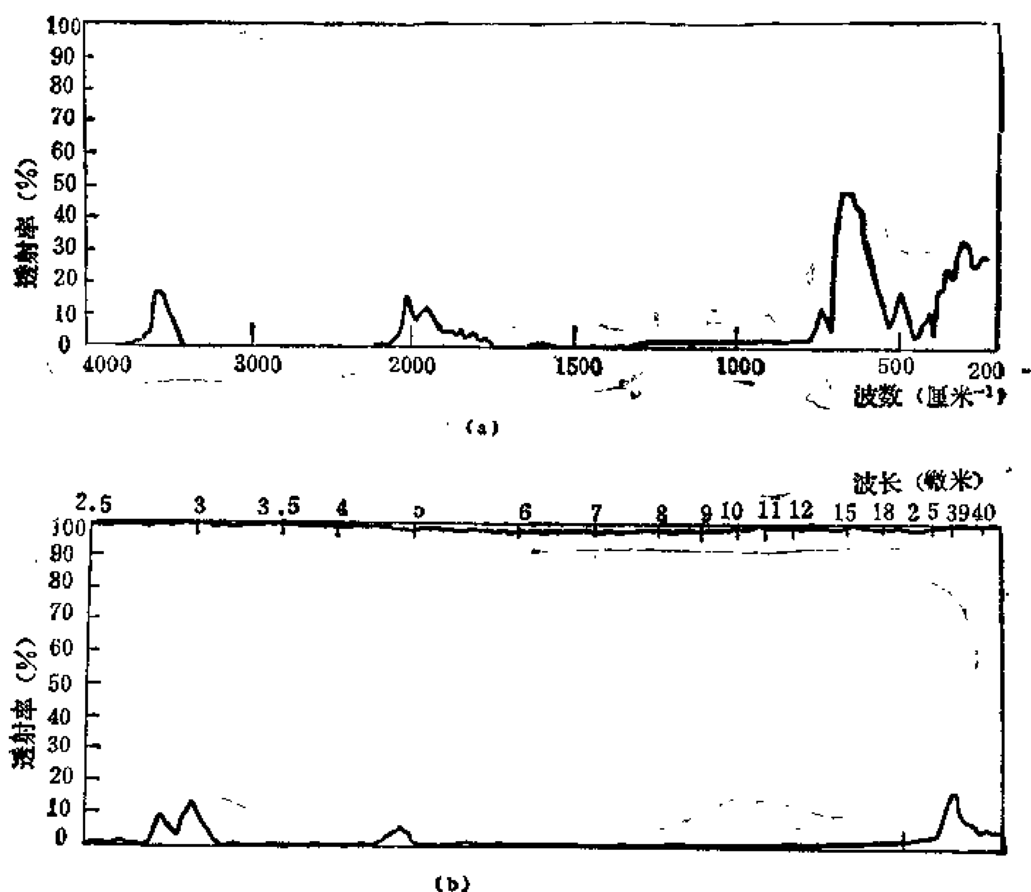


图 24-236　厚度5.08毫米的两种材料在2.5—40微米波段内的外透射曲线：(a) 聚甲基戊烯；(b) 聚苯乙烯[210]。

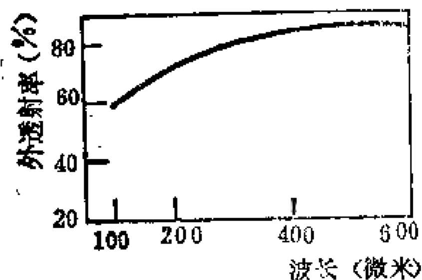


图 24-237　聚四氟乙烯的透射曲线，样品厚度 1.81 毫米[1]。

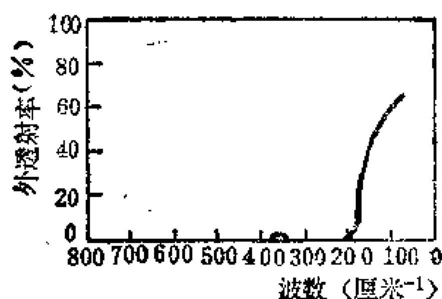


图 24-238　聚四氟乙烯的透射曲线，样品厚度 1.6 毫米[62]。

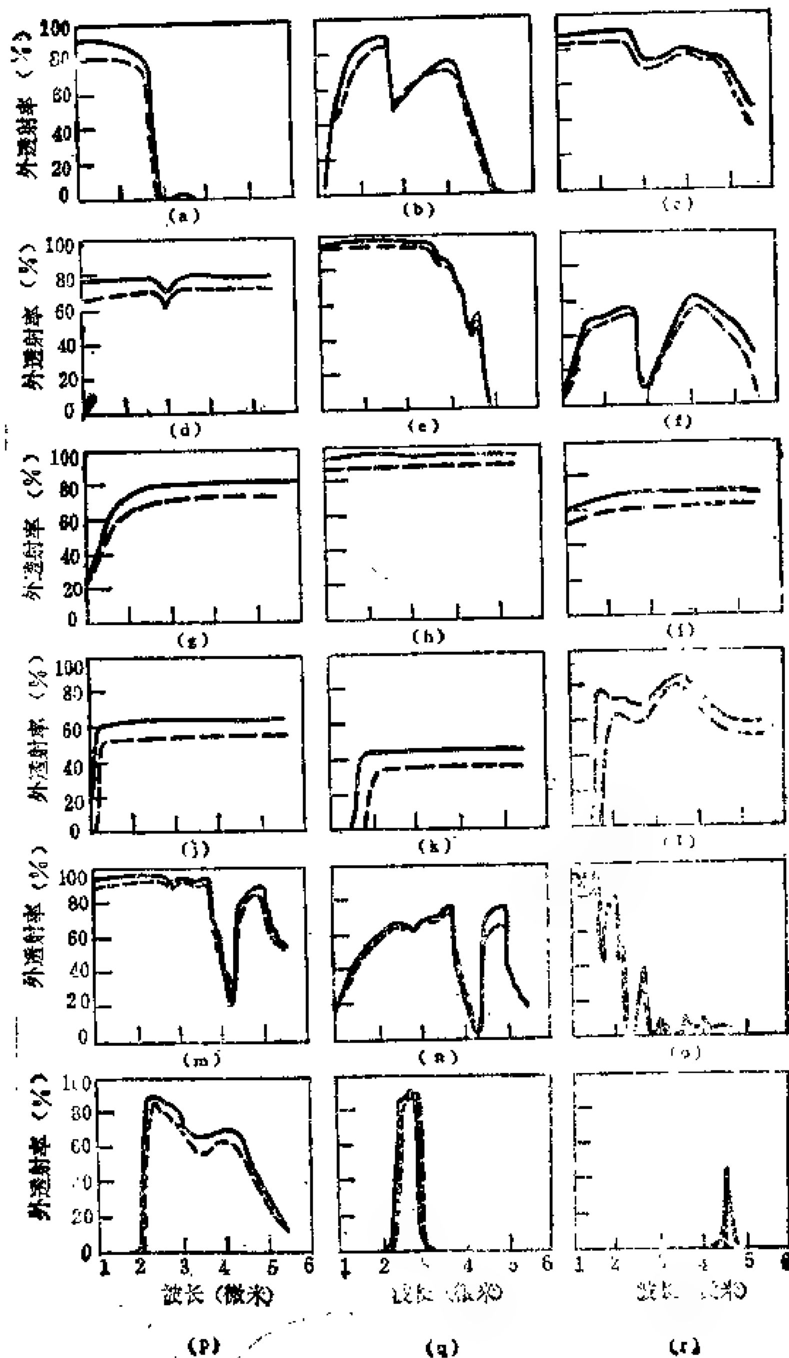


图 24-239　一些材料的低温透射曲线。实线除 (*b*)，(*j*)，(*k*)，(*p*) 和 (*r*) 是在 −195°C 外其余的都是在 −185°C。虚线是在 26°C未降温时的曲线。(*a*) 科宁 8363，厚度 1.8 毫米；(*b*) RIR 1，厚度 1.0 毫米；(*c*) RIR 20，厚度 2.4 毫米；(*d*) 三硫化砷玻璃，厚度 4.4 毫米；(*e*) 熔石英，厚度 1.0毫米；(*f*) 含 Fe_2O_3 的 $CaAlO_3$，厚度 4.0 毫米；(*g*) *Irtran ABC* 11，厚度 2.0 毫米；(*h*) 氧化铁，厚度 3.2 毫米；(*i*) 硒，厚度 2.0 毫米；(*j*) 硅，厚度 6.2 毫米；(*k*) 锗，厚度 3.4 毫米；(*l*) 镀有一层氧化硅减反射膜的锗，厚度 0.8 毫米；(*m*) 聚四氟乙烯，厚度 0.45 毫米；(*n*) Kel-F，厚度 0.5 毫米；(*o*) 有机玻璃，厚度 1.45 毫米；(*p*) 带通干涉滤光片；(*q*) 干涉滤光片；(*r*) 狭带滤光片[212]。

表 24-75　光学塑料性能表

性能 塑料名称	密　度 (克/厘米³)	膨胀系数 ($\times10^{-5}/^\circ C$)	折射率 (n_d)	阿贝数 (ν)
烯丙基二甘醇碳酸酯（CR-39）	1.32	9—10	1.498	58.6
聚甲基丙烯酸甲酯	1.19	6.3	1.492	57.8
聚苯乙烯	1.10	8	1.591	30.8
苯乙烯甲基丙烯酸甲酯共聚体	1.14	6.6	1.533	[illegible]
甲基苯乙烯甲基丙烯酸甲酯共聚体	1.17		1.519	
聚碳酸酯	1.2	7	1.566	29.8
聚酯苯乙烯	1.22	8—15	1.54—1.57	43
苯乙烯丙烯腈共聚体（SAN）	1.07	7	1.569	35.7
聚环已基甲基丙烯酸酯	1.095	7.6	1.506	57
聚二甲基衣康酸酯			1.497	62
聚二甲基酞酸酯			1.566	32.5
玻璃树酯（Type 100）			1.495	40.5
MMA75-EIPb 25 共聚体	1.333		1.504	
MMA50-EIPb 50 共聚体	1.516		1.523	45
MMA25-EIPb 75 共聚体	1.727		1.541	
EIPb 100	2.019		1.567	
纤维素	1.30	9—10	1.47—1.50	15—50
聚甲基 α-氯丙烯酸酯			1.517	57
聚烯丙基甲基丙烯酸酯			1.519	49
聚乙烯环已烯二氧化物			1.530	56
聚乙烯二甲基丙烯酸酯			1.506	54
聚乙烯萘			1.680	20
聚甲基戊烯（TPX）	0.83		1.466	56.4
透明聚酰胺			1.566	

注：EIPb是衣康酸乙基铅盐

表 24-76 几种光学塑料在不同温度和波长时的折射率

光谱线	波 长 λ（微米）	聚苯乙烯			聚环乙基甲基丙烯酸酯			聚甲基丙烯酸酯		烯丙基二甘醇碳酸酯
		15°C	35°C	55°C	15°C	35°C	55°C	15°C	20°C	20°C
A	0.7679	1.5812	1.5785	1.5758	1.5016	1.4992	1.4964			
C	0.6563	1.5870	1.5843	1.5816	1.5044	1.5021	1.4992	1.489	1.4890	1.501
D	0.5896	1.5923	1.5897	1.5869	1.5071	1.5046	1.5018	1.491	1.4913	1.490—1.504
E	0.5461							1.493	1.4932	
F	0.4861	1.6062	1.6034	1.6006	1.5134	1.5010	1.5081	1.497	1.4975	1.510
G	0.4358	1.6176	1.6148	1.6120	1.5184	1.5160	1.5131	1.501	1.5019	
ν 值		31.0			56.9				57.8	

第八节 变折射率光学材料[203-205]

变折射率光学材料是近 15—20 年发展起来的一种新的光学材料分支。这种材料不仅用作聚光元件、成像透镜及光学波导，还用在信息处理、传输等系统中。另外在辐射光学、激光工程、全息摄影和集成光学方面的应用也日益增加。参阅第十三章第四节和第十节。

变折射率光学材料主要有三种折射率分布形式：

第一种是以点为对称中心的球形分布。其折射率由中心向球表面递减的规律为

$$n_r = \frac{n_0}{1+(r/r_0)^2} \tag{24-26}$$

式中 n_0 是中心折射率，r_0 是球的半径。这种分布的透镜叫麦克斯韦“鱼眼”透镜。

另一种中心对称分布的球透镜叫鲁尼伯格透镜，其分布规律为

$$n_r = n_0\sqrt{2-(r/r_0)^2} \tag{24-27}$$

目前这类变折射率材料透镜在材料研究制作和应用方面都较少。

第二种是轴向分布的轴向变折射率材料。这种变折射率材料的折射率变化是沿轴向成直线性变化，其等折射率面是与光轴垂直的一系列平面。采用轴向变折射率材料设计透镜，可以用球面代替非球面。这样对设计加工使用都较方便。

第三种是经向分布的圆柱形变折射率材料。这种材料的等折射率面是围绕轴的一系列圆柱面。其折射率分布是

$$n_r = n_0\left(1-\frac{1}{2}Ar^2\right) \tag{24-28}$$

式中 n_r 是距轴 r 远处的折射率，n_0 是轴上折射率，A 是折射率分布常数。这种分布的变折射率材料和透镜研究的很多，应用也最广泛。如把这种材料拉制成长的光学纤维，可以作信号宽带低损耗传输。如制成各种直径的棒状，则可以截取不同长度，端面经研磨抛光后即可获得不同焦距的透镜。其焦距和长度的关系为

$$F = \frac{1}{n_0\sqrt{A}\sin(\sqrt{A}\cdot Z)} \tag{24-29}$$

式中 F 是透镜的焦距，Z是透镜棒的长度。

目前作成变折射率材料的光学材料有光学玻璃、光学塑料和光学晶体。

有多种方法可用于制造变折射率光学料料。表 27-77 中所列举的各种方法目前都在使用。但其中用的最多而且较好的方法有用于玻璃的离子交换法。它是将含有某种一价（或二价）金属离子的玻璃在高温下浸入含有另一种不同折射率的一价（或二价）金属离子化合物的熔盐中适当时间，使两种离子相互交换即可得到变折射率材料。目前用得最多的离子是铊、铯、银离子和钠、钾、锂等的交换。扩散共聚法和光聚合法用于塑料。前者是首先把具有一种折射率的单体聚合成半聚合状的预制体，再把预制体浸入具有不同折射率并在适当温度下的另一种单体中，使预制体中存在的单体和低聚物与周围的另一种单体互相交换一定时间，再使交换过的棒完全聚合即成。而光聚合法是利用两种单体聚合速率的不同，把两种聚合速率不同的单体混合置于玻璃管中，用紫外光使其共聚。由于聚合是由外围向中心发展，故外围含聚合速率高的组分多，并向中心方向逐渐减少，而另一种组分含量的变化方向则相反。由于两种材料的折射率不同，因而就形成了折射率的变化。所用单体原料都是合成光学塑料的单体。晶体提拉生长法用于晶体材料。例如以氯化钠为籽晶从氯化钠和氯化银的混合物熔槽中生长晶体的办法。先生长出的晶体氯化钠含量高，而后生长出的氯化银含量高，中间比例逐渐变化，由于两种材料折射率不同，含量的变化也就伴随着折射率的变化。

表 24-77　变折射率光学材料的主要制作方法

序　号	制　作　方　法	主　体　材　料	加　入　材　料
1	离子扩散交换法	玻璃、光学晶体	Ag、Li、Tl、Cs、Pb、Ba
2	双坩埚离子交换法	玻　　璃	Ag Li、Tl、Cs、Pb Ba
3	离子电场移入法	玻璃、光学晶体	As、Li、Tl、Cs、Pb、Ba
4	化学气相沉积法（CVD）	石英玻璃	Ge、P、B、F
5	气相轴向沉积法（VAD）	石英玻璃	Ge、P、B、F
6	等离子体 CVD 法	石英玻璃	Si_3N_4
7	分子填充法	钠硼硅酸盐玻璃	Ag、Cs、Pb
8	扩散共聚法	光学塑料	塑料单体
9	光共聚合法	光学塑料	塑料单体
10	混合聚合体溶解法	共聚物光学塑料	聚 合 物
11	结晶提拉法	Si、NaCl 等	Ge、AgllC 等

第九节　用作反射镜面的光学材料

具有优良反射性能的反射镜表面材料是个专门的研究课题。现在许多反射镜表面材料已采用多层电介质或多种金属和电介质镀层，有一些还采用蒸镀铝、银、金等金属材料。可用作反射镜面镀层的多种材料的特性在图 24-240—图 24-247 及表 24-78 中给出。当然这些材

料的特性还因蒸镀条件的不同而不同。

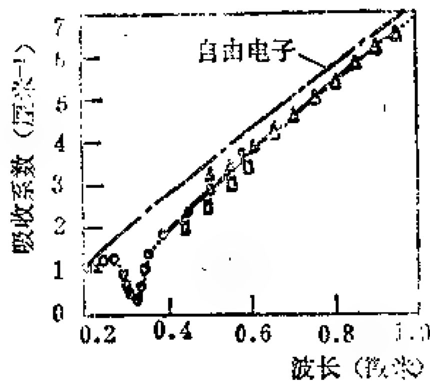


图 24-240　银的吸收系数曲线。图中不同符号的点为不同测定者的结果[206—210]。

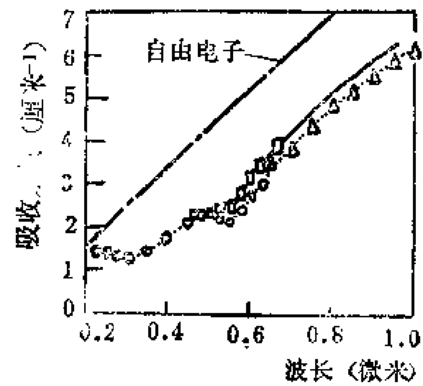


图 24-241　金的吸收系数曲线。图中不同符号的点为不同测定者的结果[206,207—211]。

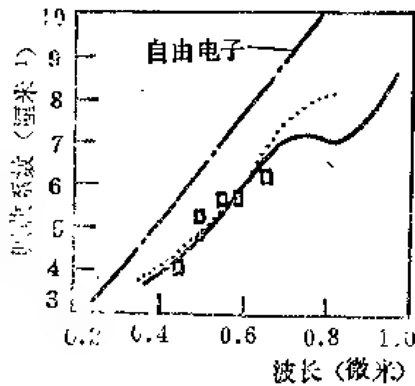


图 24-242　铝的吸收系数曲线。图中不同符号点表示不同测定者的结果[206,208,212]。

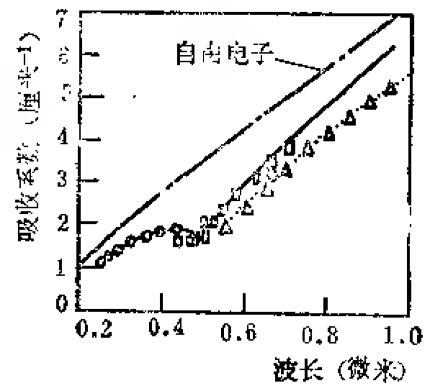


图 24-243　铜的吸收系数曲线。图中不同符号点表示不同测定者的结果[206,207,211]。

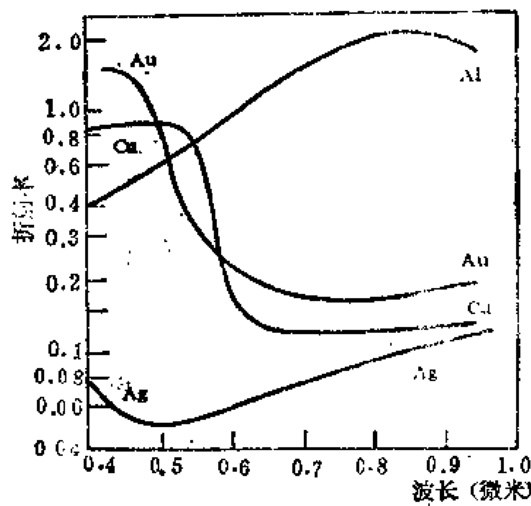


图 24-244　银、金、铜和铝的折射率曲线。把此图的折射率的色散同图 24-240—图 24-243 中的吸收系数值相比较是很有意义的[213]。

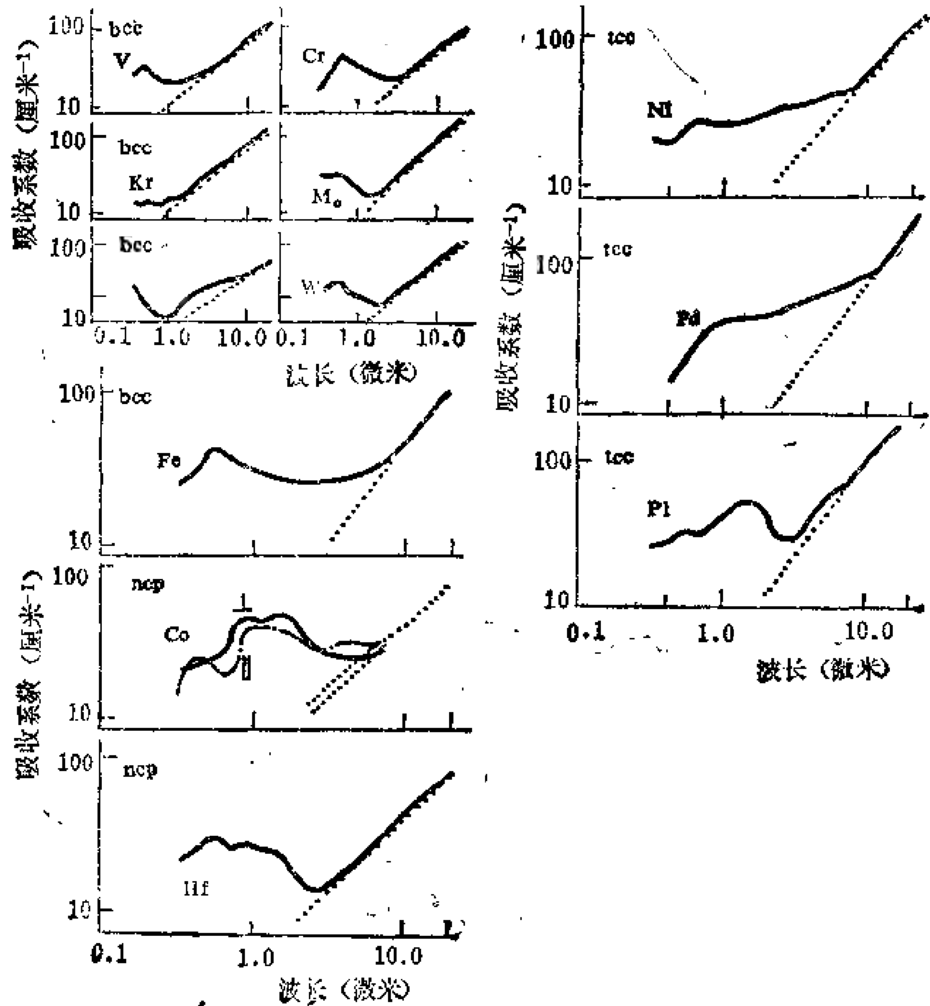


图 24-245　某些金属的吸收系数[214]

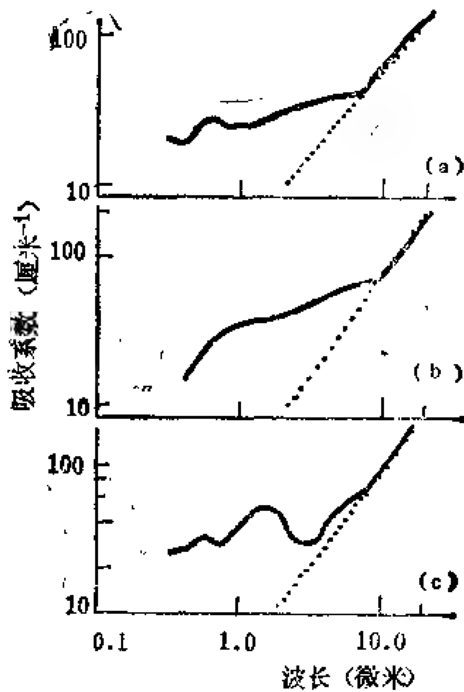


图 24-246　面心立方系材料的吸收系数对波长（微米）的曲线图。(a) 镍；(b) 钯；(c) 铂。点线表示内能带的贡献[215]。

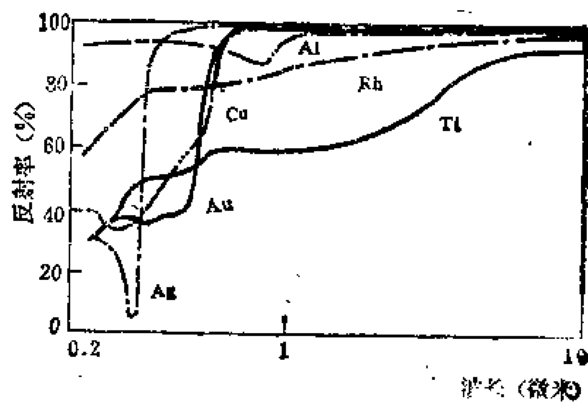


图 24-247　银、金、铝、铜、铑和钛膜的反射率[216]

表 24-78 金、银、铜和铝的吸收系数和折射率[206,213]

波 长 λ（微米）	吸收系数（厘米$^{-1}$）			
	Ag	Au	Cu	Al
0.40	1.93	……	……	3.92
0.45	2.42	1.86	2.20	4.32
0.50	2.87	1.84	2.42	4.80
0.55	3.32	2.37	2.42	5.32
0.60	3.75	2.97	3.07	6.00
0.65	4.20	3.50	3.65	6.60
0.70	4.62	3.97	4.17	7.00
0.75	5.05	4.42	4.62	7.12
0.80	5.45	4.84	5.07	7.05
0.85	5.85	5.30	5.47	7.15
0.90	6.22	5.72	5.86	7.70
0.95	6.56	6.10	6.22	8.50
	折射率			
0.40	0.075	1.45	0.85	0.40
0.45	0.055	1.40	0.87	0.49
0.50	0.050	0.84	0.88	0.62
0.55	0.055	0.34	0.72	0.76
0.60	0.060	0.23	0.17	0.97
0.65	0.070	0.19	0.13	1.24
0.70	0.075	0.17	0.12	1.75
0.75	0.080	0.16	0.12	1.80
0.80	0.090	0.16	0.12	1.99
0.85	0.100	0.17	0.12	2.08
0.90	0.105	0.18	0.13	1.96
0.95	0.110	0.19	0.13	1.75

第十节 光学胶合剂

透镜和其它的光学元件常需要用胶、环氧树脂或其它粘合剂粘结在一起，组合成一个部件。因此，所采用的光学胶粘剂的性能好坏直接影响光学系统的质量。目前，在我国生产并在光学仪器中得到广泛应用的光学胶粘剂主要有：冷杉树脂胶（第一代）、甲醇胶、环氧类型胶（第二代）、聚氨酯胶、有机硅胶和光敏胶（第三代）。我国生产的一些主要光学胶粘剂的组成、折射率和使用温度列入表 24-79 中，其主要性质参阅第二十五章第九节。

国外已经研究了许多聚合和缩聚制备的聚合物薄膜在 1—13 微米波段的透射特性，并对 70 多种聚合物进行了实验研究[216]。这些聚合物有乙撑基聚合物、乙烯基聚合物、聚苯乙烯、丙烯酸聚合物、甲基丙烯酸塑料、酯类、氨基聚合物、尿烷、有机硅树脂以及许多天然树脂和溶剂。正如预期的那样，许多 10—15 微米厚的化合物在 2.8—3.5 微米、5—6 微米和 6.5—8 微米波段都有强的吸收。

许多高分子化合物的羟、甲基、羰、酯基团都在这些波段内有吸收。所以现有的许多光学胶（香液胶、软树脂、丙烯酸树脂和 OK-50）都不能用作红外透射胶。

实验是将胶涂在抛光的氯化钠或溴化钾晶体上，待胶完全固化后在分光光度仪器上测定。一些胶的透射特性见图 24-248—图 24-251。这些胶只在波长小于 2.8 微米时透明。

表 24-79　我国一些主要光学胶的组成、折射率、使用温度及生产厂[217,218]

序号	胶粘剂的种类和牌号		主要成分	折射率	使用温度	生产厂
1	冷杉树脂胶		琥珀类脂、精油	1.52—1.54	+45°—−20°C	南京林化所、四川林科所
2	甲醇胶		二甲基乙烯基乙炔基甲醇		+50—−60°C	长寿化工厂
8	环氧类型胶	GHJ-1	650复合环氧、651聚酰胺	1.520—1.550	+80—−60°C	西北光学仪器厂
		GHJ-3	650 复合环氧、二乙氨基丙胺	1.520—1.550	+80—−60°C	西北光学仪器厂
		GHJ-4	650复合环氧、593固化剂	1.5600	+70—−60°C	上海光学仪器厂
		GHJ-208	A组份：聚醚环氧，618 环氧 DAD-5 环氧' KH 560。B组份：593固化剂、二乙基四甲基咪唑、DMP-30			(透射率低)
		771 胶	650复合环氧、204聚醚环氧、南大-42、651 聚酰胺	1.520—1.550	+80—−60°C	向阳光学仪器厂
		696 胶	662 甘油环氧树脂、618 环氧树脂、乙二胺，黑色海棉胶粒、松香黑炭		+60—−45°C	云南光学仪器厂
		SE-2	618 环氧树脂、309不饱和聚酯、270或280 石英粉，620聚硫橡胶、已二胺	同 GHJ-1	同 GHJ-1	西北光学仪器厂
3		GHJ-01胶	CGY-331 环氧树脂、苯二甲胺	1.5964		晨光化工研究院
4	聚氨酯胶					上海新光化工厂
5	有机硅胶	W33-6 (M33-6)	甲苯基硅氧烷、甲苯、三乙酰基丙酮铝	≤1.48	+200—−60°C	中山大学，红云化工厂
		W31-4	甲苯基硅氧烷，634环氧、甲苯、三乙酰基丙酮铝	≤1.48	+200—−60°C	红云化工厂
		硅凝胶	乙烯基硅油、含氢硅油	1.408	+200—−60°C	晨光化工研究院
6	光敏胶	GBN-501 GBN-502	光敏树脂、固化剂等	1.5500 1.5240	−70°C—+120°C	西北光学仪器厂

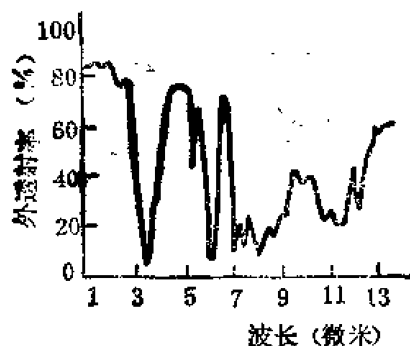


图 24-248　厚度 12 微米的树脂胶的透射曲线[216]

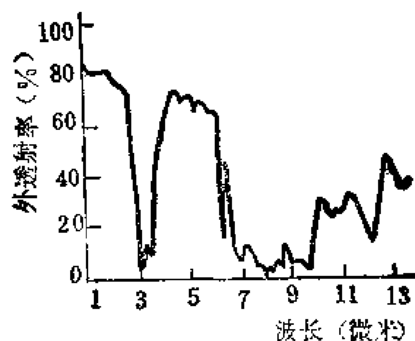


图 24-249　厚度 15 微米的树脂胶的透射曲线[216]

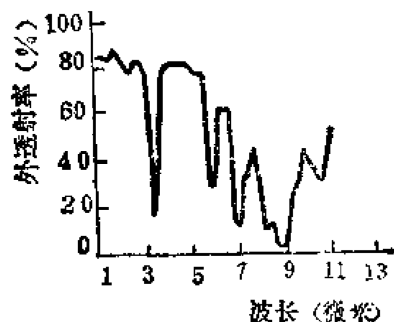


图 24-250　厚度 14 微米的丙烯酸胶的透射曲线[216]。

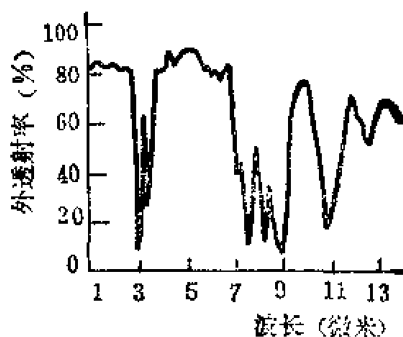


图 24-251　厚度 15 微米的 OK-50 胶膜的透射曲线[219]。

有一种有机硅树脂有较好的红外透射特性。它对晶体表面的润湿性好，能均匀的散布在晶体表面上。常温下胶的折射率是 1.514。图24-252给出了一个干的有机硅树脂薄膜在 1—11微米波段的光谱透射曲线。由图并经适当计算可知，在1—8微米区间总的透射率为82.1%。在3.4 微米处有一窄的吸收带，在这里透射率降低到63%。第二个吸收带在 8 微米处，透射率为 36%。固化后胶层的物理机械特性列入表24-80中。

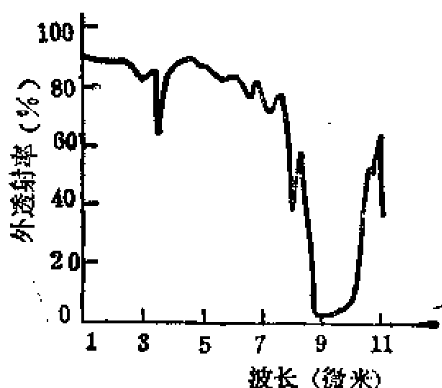


图 24-252　厚度 13 微米的有机硅树脂膜的透射曲线[216]。

有机硅树脂溶液装入密闭容器中可在室温下长期储存而不坏，并且在使用前不需要作任何配制，所以使用方便。在粘合光学元件时，滴少量这种溶液于一个要粘合的透镜表面，再将要粘的另一透镜

表 24-80　有机硅树脂膜的物理机械特性[216]

性　　能	测　试　结　果
机械强度	35公斤/厘米^2)
耐冻性	-60°C
热稳定性	+150°C
+50—-60°C的耐热循环冲击性(在 2 小时中)	直到 5 次循环试验未损坏其膜层

合上，并用一般方法除去过量的胶和气泡即可。

还有一种透红外胶，即6010环氧树脂胶，其透射特性见图24-253和图24-254[219]。此外，从图24-223中可看到有机硅胶经受 2×10^6 拉德剂量的10兆电子伏的电子射线辐照后7个月时测定的紫外透射曲线。

图24-255—图24-260是我国常用的几种胶的光谱透射曲线。光胶是指依靠分子间的引力使两个光学表面紧密地贴合在一起的一种胶合工艺。

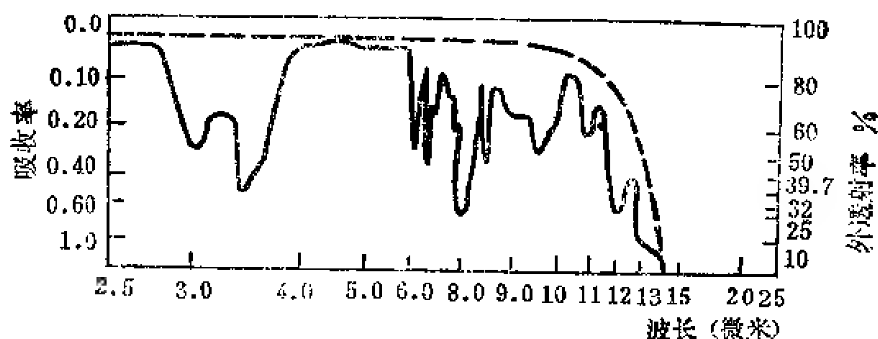


图24-253　在有6010环氧树脂胶时（实线）和无6010环氧树脂胶时（虚线）的氟化钡的吸收曲线。用6010环氧树脂胶将两片3毫米厚的氟化钡粘合在一起，并且在每100分树脂中加入13分重量的固化剂HN-951。仔细除去所有的空气泡并且力求使环氧树脂层尽量薄[219]。

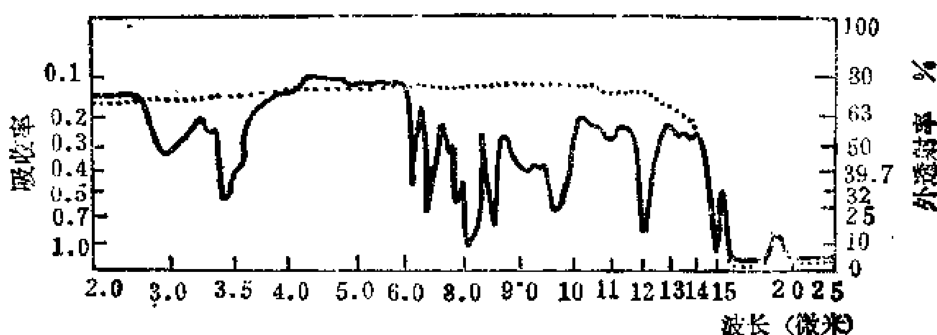


图24-254　在有6010环氧树脂胶（实线）和无6010环氧树脂胶（虚线）时Irtran 2的吸收曲线。用一块树达Irtran 2(热压多晶硫化锌，1毫米厚）经光学抛光后来测定透光性能。在它上面涂以1密耳厚的6010环氧树脂胶，在每100分树脂内加入13分重量的固化剂HN-951，并在室温下固化。环氧树脂胶在10.6微米处的吸收系数的计算值为 $a_e=101$ 厘米$^{-1}$。相应于1密耳（25.4微米）厚的膜的透射率是77%[219]。

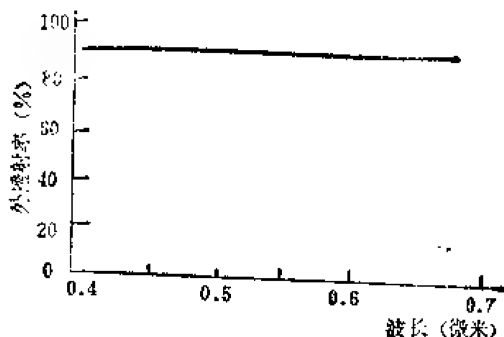


图24-255　实线为光胶后的透射曲线；虚线为用有机硅凝胶胶合后的透射曲线[217]。

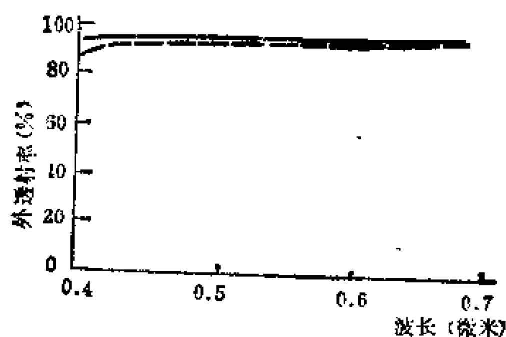


图24-256　实线为光胶后的透射曲线；虚线为岷山树脂胶胶合后的透射曲线[217]。

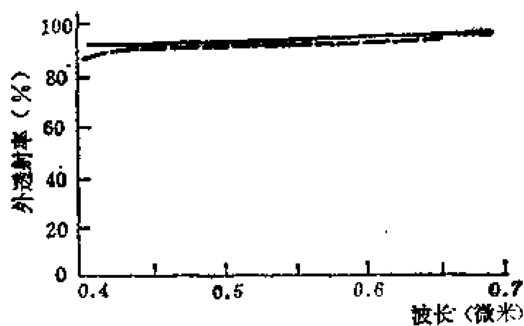


图 24-257 实线为光胶后透射曲线；虚线为冷杉树脂胶胶合后的透射曲线[217]

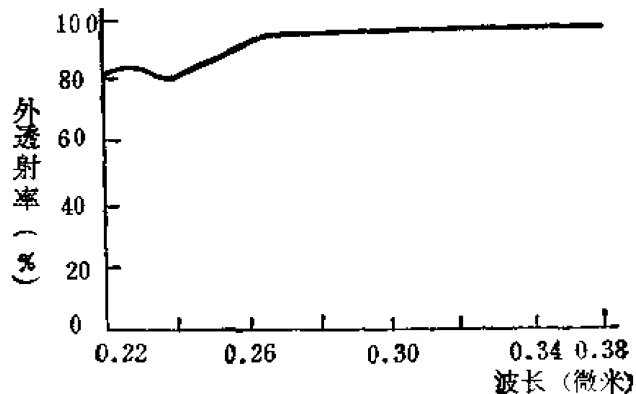


图 24-258 有机硅凝胶薄片的紫外透射曲线[217]

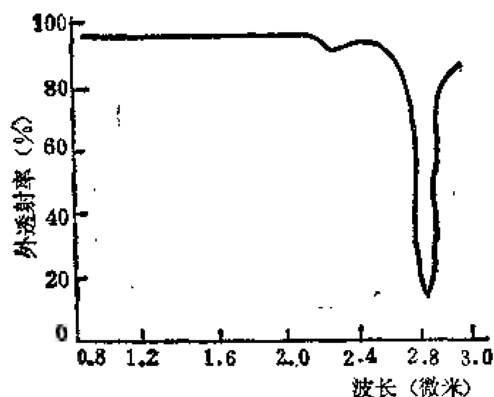


图 24-259 有机硅凝胶薄片的红外透射曲线[217]

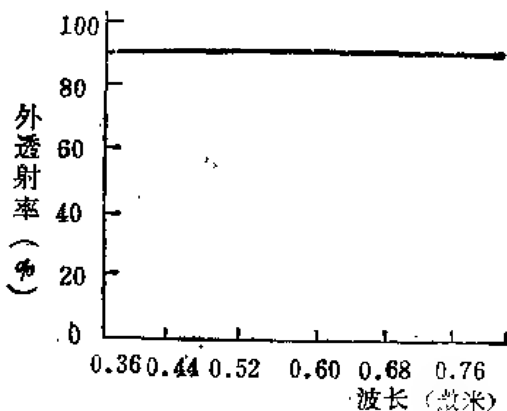


图 24-260 有机硅凝胶薄片的可见透射曲线[217]

第十一节 反射镜毛坯材料

保持反射面不变形是对反射镜材料的最重要的要求。即使存在任何方位的重力场和严重的温度梯度以及各种不稳定状态，反射镜面也应保持稳定不变。要是反射镜坯料具有高的反射率那就更好。但通常都是涂镀一薄层金属或多层电介质或金属电介质叠层作成反射表面。反射镜毛坯必须能为这些镀层提供一个光滑的基底面。理想的反射镜毛坯应是极其光滑、极其稳定、无限硬并且膨胀系数为零的材料。

一、光洁度

由于反射镜毛坯表面要求抛光得极其光亮，所以一般认为只有非晶态固体材料才好用。直到最近，玻璃态材料还是唯一可被选用的毛坯材料。但是由于在金属表面上蒸镀无定形非晶态膜层技术的发展，使得采用任何材料做毛坯都成为可能。

对于光洁度来说，不需要有多种材料供选择，只要不含气孔的任何材料都能加工到非常光滑。采用适当的工艺并花费足够的时间去抛光，就能达到所要求的光洁度。对用于短波长（如紫外光）的系统，则需要更长时间的抛光，以便达到更加光滑而具有更低散射的表面。

二、稳定性

在光学表面加工出来后，反射镜不变形最为重要。不稳定性的最常见的原因是镜坯在生

产和成形过程中残存的内应力的松驰。

玻璃态材料，通常都是透明的。只要精密退火，就会消除其内应力。各生产厂都知道在生产光学玻璃时，高的原料纯度和精密退火是必不可少的要求。测量光通过玻璃毛坯时是否发生双折射是确定透明材料中内应力的好方法。所产生的双折射的大小与玻璃样品的内应力大小和样品厚度成正比。当一个有应力的材料放在两个正交偏振器之间时，应力双折射被显示成条纹。当条纹少于一个时，可以用被测材料的条纹的颜色同已知双折射的材料如云母制作的色彩板比较而定量的确定。每厘米厚度有5毫微米颜色变化的毛坯材料已是很稳定了。

广泛使用不透明材料如金属等作为精密反射镜毛坯的最大障碍是缺乏好的内应力检验方法。

三、刚度

一个反射镜的变形大小与其尺寸大小、支撑方法、在重力场中的取向以及材料本身有关。从一个简单的例子可以看出各因素贡献的大小。假定将一个半径为r以及厚度为t的圆板对准中心支撑于半径b的圆环上，则其边缘的变形δ_r是密度ρ、杨氏模量E以及K的函数，K是泊松比以及b对r之比的复杂函数

$$\delta_r = K\frac{r^4}{t^2}\ \frac{\rho}{E} \tag{20-30}$$

将泊松比ν写成关系$1-\nu^2$。熔石英的比值ν为0.14，则

$$1-0.14^2=0.98$$

大部分材料的比值为0.3，则

$$1-0.3^2=0.91$$

可见材料的变更对K没有太大影响。然而，比值ρ/E则随材料变更而发生显著变化。这可由表24-80看出。

表 24-80　反射镜毛坯材料的特性

材料		密度 ρ (克/厘米³)	杨氏模量 E (克/厘米·秒² ×10⁻¹²)	$\frac{\rho}{E}$ (秒²/厘米²×10¹²)	膨胀系数 α (开尔文⁻¹×10⁻⁶)	热导系数 k (卡/厘米·秒·开尔文)	$\frac{\alpha}{k}$ (厘米·秒/卡×10⁻⁶)
氧化铝		3.65	3.5	1.1	6.0	0.041	150
铝		2.70	0.69	3.9	24	0.53	45
氧化铍		3.03			9.5	0.42	23
铍		1.82	2.8	0.65	12	0.38	32
维他玻璃陶瓷材料		2.50	0.92	2.7	0.05	0.0040	13
熔石英	7940	2.20	0.73	3.0	0.55	0.0033	170
	ULE7971	2.21	0.68	3.2	0.035	0.0031	11
镁		1.74	0.45	3.9	26	0.38	68
派勒克斯7740		2.35	0.68	3.5	3.2	0.0027	1,200

显然，对于同样大小和支撑方法来看，铍反射镜毛坯的变形是表列那些值中的最小值。其余的那些相互间差别很小。

四、热畸变

由于温度改变而引起的光学图像的改变，通常与热膨胀系数成正比。由温度梯度引起的畸变与膨胀系数和热导率之比有关。某些材料的这些特性列入表 24-80 中。

参考文献

[1] McMahon, H.O., J. *Opt. Soc. Am.*, 40, 376 (1950).
[2] Deshotels, W.J., J. *Opt. Soc. Am.*, 50, 865 (1960).
[3] McCarthy, D. E., *Appl. Opt.*, 2, 591 (1963).
[4] Schlosser, H., J. *Appl. Phys.*, 28, 512 (1957).
[5] Phillippi. C. M. and N. F. Beardsley, Infrared Window Studies, pt. I, p.16, Wright Air Dev. Cent. Tech. Note 55-194, June (1955).
[6] Iatsenko, A. F. , *Sov. Phys.-Tech. Phys.* , 2, 2257 (1957).
[7] Jones, D. A., R. V. Jones and R. W. H. Stevenson, *Proc. Phys. Soc.*, B65, 906 (1952).
[8] McCarthy, D. E., *Appl. Opt.*, 4, 317 (1965).
[9] McCarthy, D. E., *Appl. Opt.*, 6, 1896 (1967).
[10] Platt, B. F. and W. L. Wolfe, *Appl. Opt.*, 15 (10), (1976).
[11] Stierwalt, D., Navy Ordnance Lab. Rep. 667, Corona, Calif. (1966).
[12] Johnson, C. J., G. H, Sherman and R. Weil, *Appl. Opt.*, 8, 1667 (1969).
[13] Nysander, R. E., *Phys.* Rev., 28, 291 (1909).
[14] Knudson, A. R., and J. E. Kupperian, J. *Opt. Soc. Am.*, 47, 440 (1957)
[15] Nardo, D., and A. N. Goland, J. *Opt. Soc. Am.*, 61, 1321 (1971).
[16] Fuller, R. M., D. G. Rathburn, and R. J. Bell, *Appl. Opt.*, 7, 1243 (1968)
[17] Plyler, E. K., and F. R. Phelps, J. *Opt. Soc. Am.*, 41, 209 (1951).
[18] McCarthy, D. E., *Appl. Opt.*, 2, 293 (1963).
[19] Plyler, E. K., and F. R. Phelps, J. *Opt. Soc. Am.* , 42, 432 (1952)
[20] Acquista, N., and E. K. Plyler, J. *Opt. Soc. Am.*, 42, 432 (1953).
[21] Acquista, N., and E. K. Plyler, J. *Opt. Soc. Am.*, 48, 668 (1958).
[22] Dobrshanskii, G. F., L. M. Belyev, and E. P. Petrov, *Crystallographia*, 9, 928 (1964).
[23] McCarthy, D. E., *Appl. Opt.*, 4, 316 (1965).
[24] McCarthy, D. E., *Appl. Opt.*, 6, 1896 (1967).
[25] Smith, R. A., F. E. Jones, and R. P. Chasmar, The Detection and Measurement of Infra-Red Radiation., The Clarendon Press, Oxford (1957).
[26] Czerny, M., and H. Röder, *Ergeb. Exakten Naturwiss.*, 17, 70 (1938).
[27] Hadni, A., C. Janot, and E. Decamps, *Rev. Opt.*, 38, 463 (1959).
[28] Stierwalt, D., J. B. Bernstein, and D. D. kirk, *Appl. Opt.*, 2, 1169 (1963).
[29] Stavenich, A. E., and N. G. Yaroslavskii, *Opt. Spectrosc. USSR*, 11(1), (1961).

[30] Lord, R. C., and T. K. McCubbin, J. *Opt. Soc. Am.*, 47 (8), 689 (1957).
[31] McCubbin, T. K., and W. M. Sinton, J. *Opt. Soc. Am.*, 40 (8), 537 (1950).
[32] Decamps, E., and A. Hadni, C. R. Acad. Sci. Paris, 250 (10), (1960).
[33] Day, G. W., and P. M. Gruzensky, *Appl. Opt.*, 9, 2794 (1970).
[34] Alonas, p., G. Sherman, C. Whittig, and P. D. Coleman, *Appl. Opt.*, 8, 2557 (1969).
[35] Simeral, W. G., dissertation, Univ. of Mich., Ann Arbor, June, (1953).
[36] Hausler, R. L., thesis, Ohio State University, Columbus, (1952).
[37] General Electric Company, "Fused Quartz Catalag", Q-6 (1957).
[38] Engelhard Industries, Inc., Amersil Quartz Division, "Optical Fused Quartz".
[39] General Electric Company Catalog 5100.
[40] Amersil Inc., brochure EM-9227-2.
[41] Beder, E. C., C. D. Bass, and W. L. Shackleford, *Appl. Opt.*, 10, 2263 (1971).
[42] Oswald, F., and R. Schade, *Z. Naturforsch.*, 9a, 611 (1954).
[43] Philco Corporation, Final Rept. 2120-F, November (1958).
[44] Dash, W. C. and R. Newman, *Phys. Rev.*, 99, 1151 (1955).
[45] Lax, M., and E. Burstein, *Phys. Rev.*, 97, 39 (1955).
[46] Moss, T. S., Optical Properties of Semi-conductors, Academic, New York, P.138 (1959).
[47] Tanenbaum, M., and H. B. Briggs, *Phys. Rev.*, 91, 1561, (1953).
[48] Spitzer, W.G., and H. Y. Fan, *Phys. Rev.*, 99 1893 (1955).
[49] Yoshinaga, H., and R. A. Oetjen, *Phys. Rev.*, 101, 526 (1956).
[50] Stierwalt, D., *Appl. Opt.*, 5, 1911 (1966).
[51] Mooney, J. B., *Infrared Phys.*, 6, 153 (1966).
[52] Wirick, M., *Appl. Opt.*, 5, 1966 (1966).
[53] Moss, T.S., and A. G. Peacock, *Infrared Phys.*, 1, 104 (1961).
[54] Gibson, A. F., *Proc. Phys. Soc.*, 65B, 373 (1952).
[55] Clark, M. A., and R. D. Cashman, *Phys. Rev.*, 85, 1043, (1952)
[56] Schneider, E. G., *Phys. Rev.*, 49, 341 (1936).
[57] Laufer, A. H., J. A. Pirog, and J. R. McNesby, J. *Opt. Soc. Am.*, 55, 64 (1965).
[58] Steinmetz, D. L., W. G. Phillips, M. Wirick, and F. F. Forbes, *Appl. Opt.*, 6, 1001 (1967).
[59] Willmott, J. C., *Proc. Phys. Soc.*, 63, 389 (1950).
[60] Oppenheim, U. P., and A. Goldman, J. *Opt. Soc. Am.*, 54, 127 (1964).
[61] Ruthberg, S., et al., *Appl. Opt.*2, , 177 (1963).
[62] Schneider and H. M. O'Bryan, *Phys.* Rev., 51, 293 (1937).
[63] Hilsch, R., and R. W. Pohl, *Z. Phys.*, 59, 812 (1930).
[64] Strong, J., *Phys. Rev.*, 38, 1818 (1931).
[65] McCarthy, D. E., *Appl. Opt.*, 7, 1243 (1968).
[66] Bauple, R., A. Gilles, , J. Romand, and B. Vodar, J. *Opt. Soc. Am.*, 40, 788 (1950).

[67] Loewenstein, E. V., *J. Opt. Soc. Am.*, **51**, 108 (1961).
[68] Caldwell, R. S., Purdue Univ. Phys. Dept. Spec. Rep., Contract DA36-039-SC-71131, January (1958).
[69] Salzberg, C. D., and J. J. Villa, *J. Opt. Soc. Am.*, **43**, 579 (1953).
[70] Tutihasi, S., *Phys. Rev.*, **105**, 882 (1957).
[71] Calingaert, G., S. D. Heron, and R. Stair, *Trans. Soc. Automot. Eng.*, **39**, 448 (1936).
[72] Levin, S. B., N. J. Field, F. M. Plock, and L. Merker, *J. Opt. Soc. Am.*, **45**, 737 (1955).
[73] MacNeill, C. E., *J. Opt. Soc. Am.*, **53**, 398 (1963).
[74] Loferski, J. J., *Phys. Rev.*, **93**, 707 (1954).
[75] Nomura, K. C., *Phys. Rev. Lett.*, **5**, 500 (1960).
[76] Beals, M. D., and L. Merker, Materials in Design Engineering, Reinhold, New York.
[77] Spitzer, W. G., R. C. Miller, D. A. Kleinman, and L. E. Howarth, *Phys.Rev.*, **126**, 1710 (1962).
[78] *Acta Electron*, **5**, 364 (1961).
[79] Bloor, D., T. J. Dean, D. H. Martin, P. A. Mawer, and C. H. Perry, *Proc. R. Soc.*, **A260**, 510 (1961).
[80] Plyler, E. K., *Natl. Bur. Stand. J. Res.*, **41**, 128 (1948).
[81] Plyler, E. K., *Natl. Bur. Stand. J. Res.*, **41**, 125 (1948).
[82] McCarthy, D. E., *Appl. Opt.*, **10**, 2539 (1971).
[83] Rodney, W. S., I. H. Malitson, and T. A. King, *J. Opt. Soc. Am.*, **48**, 633 (1958).
[84] Rodney, W. S., *J. Opt. Soc. Am.*, **45**, 987 (1955).
[85] Feldman, A., and D. Horowitz, *J. Opt. Soc. Am.*, **59**, 1406 (1969).
[86] Kaifu, Y., and T. Komatsu, *J. Phys. Soc. Jap.*, **25** 664 (1968).
[87] Malitson, I. H., *Appl. Opt.*, **4**, 316 (1965).
[88] Malitson, I. H., *Appl. Opt.*, **4**, 317 (1965).
[89] Malitson, I. H., *Appl. Opt.*, **4**, 878 (1965).
[90] Johnson, C. J., G. H. Sherman, and R. Weil, *Appl. Opt.*, **8**, 1667 (1969).
[91] Parsons, D. F., and D. D. Coleman, *Appl. Opt.*, **10**, 1683 (1971).
[92] Wolfe, W., and B. Platt, unpublished data (1976).
[93] Salzberg, C. D., and J. J. Villa, *J. Opt. Soc. Am.*, **47**, 244 (1957).
[94] Brigss, H. B., *Phys. Rev.*, **77**, 287 (1950).
[95] Avery, D. G., *Proc. Phys. Soc.*, **B66**, 134 (1953).
[96] Paschen, F., *Ann. Phys.*, **26**, 120 (1908).
[97] Zernike, F., *J.Opt. Soc. Am.*, **54**, 1215 (1964).
[98] Feichtner, J. D., R. Johannes, and G. W. Roland, *Appl. Opt.*, **9**, 1716 (1970).
[99] Hohls, H. W., *Ann. Phys.*, **29**, 433 (1937).
[100] Willmott, J. C., *Nature*, **162**, 996 (1948).
[101] Burstein, E., J. J. Oberly, and E. K. Plyler, *Proc. Ind. Acad. Sci.*, **38**, 388

(1948).
[102] Mentzel, A., *Z. Phys.*, **88**, 178 (1934).
[103] Bishnevskii B. H., and H. A. Domanok, *Opt. Spectrosc.*, **5**, 736 (1960).
[104] Fraser, W. A., and D. M. Fraser, *J. Opt. Soc. Am.*, **49**, 497 (1959).
[105] Malitson, I. H., *J. Opt. Soc. Am.*, **54**, 628 (1964).
[106] Houston, T., L. F. Johnson, P. Kisliuk, and D. J. Walsh, *J. Opt. Soc. Am.*, **53**, 1286 (1963).
[107] Micheli, F. J., *Ann. Phys.*, **4**, 7 (1902).
[108] Martens, F. F., *Ann. Phys.*, **6**, 603 (1901).
[109] Gifford, J. W., Proc. R. Soc. (Lond), **70**, 329 (1902).
[110] Carvallo, A., C. R., 126, 950 (1896).
[111] J. Phys. Radium, Ser. 3, **9**, 465 (1900).
[112] Liebreich, E., *Verh. Dtsch. Phys. Ges.*, **13**, 709 (1911).
[113] Kohlrausch, F., Praktische Physik, 3, 22d ed., Teubner, Leipzing, 74 (1968).
[114] Coblentz, W. W., *J. Opt. Soc. Am.*, **4**, 441 (1914).
[115] Smakula, A., Einkristalle, Springer-Verlag, Berlin. (1962).
[116] Rodney, W. S., and R. J. Spindler, *Natl. Bur. Stand. J. Res.*, **51**, 123 (1953).
[117] Martens, F. F., *Ann. Phys.*, **6**, 602 (1901).
[118] Carvallo, A., C. R., 126, 728 (1896).
[119] Rubens, H., *Wied. Ann.*, **54**, 488 (1895).
[120] Rosch, S., *Opt. Acta*, **12**, 253 (1965).
[121] Malitson, I. H., *Appl. Opt.*, **2**, 1103 (1963).
[122] Seraphin, B. O., and H. E. Bennett, Optical Constants, Chap. 12 in R. K. Willardson and A. C. Beer (eds.), Semiconductors and Semimetals. Academic, New York, 3, 525 (1967).
[123] Barcus, L. C., *Phys. Rev.*, **111**, 167 (1958).
[124] Seraphin, B. O., and H. E. Bennett, Optical Constants, Chap. 12, in R. K. Willardson and A. C. Beer (eds.), Semiconductors and Semimetals, Academic, New York, 3, 510 (1967)
[125] Rank, D. H., and H. E. Bennett, *J. Opt. Soc. Am.*, **44**, 13 (1954).
[126] Seraphin, B. O., and H. E. Bennett, Optical Constants, Chap. 12, in R. K. Willardson and A. C. Beer (eds.), Semiconductors and Semimetals, Academic, New York, 3, 541 (1967).
[127] Cardona, M., W. Paul, and H. Brooks, Adv. Semicond. Sci., Proc. 3d Int. Conf. Semicond., Univ. Rochester, Pergamon, New York, 205 (1958).
[128] Seraphin, B. O., and H. E. Bennett, OPtical Constants, Chap. 12, in R. K. Willardson and A. C. Beer (eds.), Semiconductors and Semimetals, Academic, New York, 3, 535 (1967).
[129] Seraphin, B. O., and H. E. Bennett, Optical Constants, Chap. 12, in R. K. Willardson and A. C. Beer (eds.), Semiconductors, and Semimetals, Academic, New York, 3, 529 (1967).
[130] Eastman Kodak Pam. V-71, November (1968).
[131] Herzberger, M., and C. D. Salzberg, *J. Opt. Soc. Am.*, 52, 420, (1962).

[132] Gyulai, Z., *Z. Phys.*, 46, 84 (1927).
[133] Harting, H., *Sitzungsber. Dtsch. Akad. Wiss. Ber.*, 4, 1 (1948).
[134] Tilton, L. W., and E. K. Plyler, *Natl. Bur. Stand. J. Res.*, 47, 25 (1951)
[135] Ducanson, A., and R. W. H. Stevenson, *Proc. Phys. Soc.*, 72, 1001, (1958).
[136] Stephens, R. E., and I. H. Malitson, *Natl. Bur. Stand. J. Res.*, 49, 249(1952).
[137] Strong, J., and R. T. Brice, *J. Opt. Soc. Am.*, 25, 207 (1935).
[138] Jeppesen, M. A., and A. M. Taylor, *J. Opt. Soc. Am.*, 56, 451 (1966).
[139] Stephens, R. E., E. K. Plyler, W. S. Rodney, and R. J. Spindler, *J. Opt. Soc. Am.*, 43, 100 (1953).
[140] Martens, F. F., *Ann. Phys.*, 6, 619 (1901).
[141] Korth, K., *Z. Phys.*, 84, 677 (1933).
[142] Dodge, M. J., I. H. Malitson, and A. I. Mahan, *Appl. Opt.*, 8, 1705 (1969).
[143] Devore, J. R., *J. Opt. Soc. Am.*, 41, 417 (1951).
[144] Malitson, I. H., *J. Opt. Soc. Am.*, 52, 1377(1962).
[145] Gampel, L., and F. M. Johnson, *J. Opt. Soc. Am.*, 59, 72, (1969).
[146] Caldwell, R. S., Purdue Univ. Phys. Dept. Spec. Rep., Contract DA36-039-SC-71131, January(1958).
[147] Saker, E. W., *Proc. Phys. Soc.*, B65, 785(1952).
[148] Henry, L., C. R., 273, 148(1953).
[149] Shaffer, P. T. B., and R. G. Naum, *J. Opt. Soc. Am.*, 59, 1498, (1969).
[150] Tilton, L. W., and R. E. Stephens, *J. Opt. Soc. Am.*, 40, 540 (1950).
[151] Coblentz, W. W., *J. Opt. Soc. Am.*, 4, 443 (1914).
[152] Rubens, H., and E. F. Nichols, *Wied. Ann.*, 60, 454 (1897).
[153] Smakula, A., U. S. Dept. Comm. Off. Tech. Serv. Doc. 111, 052, 88 (1952).
[154] Kublitsky, A., *Ann. Phys.*, 20, 793 (1934).
[155] Hohls, H. W., *Ann. Phys.*, 29, 433 (1937).
[156] International Critical Tables, McGraw-Hill, New York, 3,26 (1929).
[157] Barth, T. F. W., *Ann. Mineral.*, 14, 358 (1929).
[158] MeCarthy, D. E., *Appl. Opt.*, 4, 878 (1965).
[159] Hettner, G., and G. Leisegang, *Optik*, 3, 305 (1948).
[160] Rodney, W. S., and I. H. Malitson, *J. Opt. Soc. Am.*, 46, 956, (1956).
[161] Bieniewski, T. M., and S. J. Czyzak, *J. Opt. Soc. Am.*, 53, 496 (1963).
[162] Czyzak, S. J., W. M. Baker, R. C. Crane, and J. B. Howe, *J. Opt. Soc. Am.*, 47, 240 (1957).
[163] Wray, J. H., and J. T. Neu, *J. Opt. Soc. Am.*, 59, 774, (1969).
[164] Welber, B., *Appl. Opt.*, 6, 925 (1967).
[165] Heilmeir, G. H., *Appl. Opt.*, 3, 1281 (1964).
[166] Vitrikhovsky, N. L., L.F. Gudymenko, A. F. Maznichenko, V. N. Malinko, E. V. Pidlinsu, and S. F. Terekhova, *UKT. Fiz. Zh.*, 12, 796 (1967).
[167] Nilsson, P. O., *Appl. Opt.*, 7, 435 (1968).
[168] Handbook of Chemistry and Physics, Chemical Rubber Publishing Co., Cleveland (1960).
[169] Smakula, A., *Opt. Acta*, 9, 205 (1962).

[170] Smakula, A., J. Kalnajs, and M. J. Redman, *Appl. Opt.*, **3**, 323 (1964).
[171] Mott, N. F., and R. W. Gurney, Electronic Processes in Ionic Crystals, The Clarendon Press, Oxford, 12 (1950).
[172] Ballard, S. S., *Jap. J. Appl. Phs.*, 4, 23 (1965).
[173] Willardson, R.K., and A. C. Beer, Semiconductors and Semimetals, vol. 3, Academic, New York, (1967).
[174] Savage, J. A., and S. Nielson, *Infrared Phys.*, 5, 195 (1965).
[175] Hilton, A. R., and C. E. Jones, *Appl. Opt.*, 6, 1513 (1967).
[176] Monnier, R. C., *Appl. Opt.*, 6, 1437 (1967).
[177] Black, J., E. M. Conwell, L. Sleigle, and L. W. Spencer, *J. Phys. Chem. Solids*, 2, 240 (1957).
[178] Harris, L., The Optical Properties of Metal Blacks and Carbon Blacks, MIT and Eppley Foundation for Research, Cambridge, Mass. (1967).
[179] Carmer, D. C., and M. E. Baer, *Appl. Opt.*, 8 (8), 1598 (1969).
[180] Carmer, D. C., and M. E. Baer, *Appl. Opt.*, 8 (8), 1599 (1969).
[181] Carmer, D. C., and M. E. Baer, *Appl. Opt.*, 8 (8), 1600 (1969).
[182] Carmer, D. C., and M. E. Baer, *Appl. Opt.*, 8 (8), 1601 (1969).
[183] Millard, J. P., and E. R. Streed, *Appl. Opt.*, 8 (7), 1488, (1969).
[184] Millard, J. P., and E. R. Streed, *Appl. Opt.*, 8 (7), 1489 (1969).
[185] Frerichs, R., *Phys. Rev.*, 78, 643 (1950).
[186] Frericks, R., *J. Opt. Soc. Am.*, **43**, 1153 (1953).
[187] Fraser, W. A., and J. Jerger, *J. Opt. Soc. Am.*, **43**, 332 (1953).
[188] Billian, C. J., and J. Jerger, Jr., Servo Corporation of America, Final Tech. Rep. Contract NONR3647 (00), Jan. 2, (1963).
[189] Hilton, A .R., and M. J. Brau, *Infrared Phys.*, 4, 213 (1964).
[190] Nielson, S., *Infrared Phys.*, 2, 117 (1962).
[191] Hilton, A. R., and M. J. Brau, *Infrared Phys.*, **3**, 69 (1963).
[192] Hilton, A. R., *Appl. Opt.*, 5, 1877 (1966).
[193] Patterson, R. J., and M. J. Brau, 129th Electronchem. Soc. meet., Cleveland, May (1966).
[194] Jerger, J., and R. Sherwood, Servo Corp. Am. Final Tech. Rep., Contract NONR4212 (00), August, (1964).
[195] Jerger, J., Servo Corporation, Hicksville, N. Y., Personal Communication (1969).
[196] Corning Glass Works Bull. Mo-1.1, Aug. 21 (1967).
[197] Walter Jahn, Glastechn. Ber. No. 11, 479 (1962).
[198] 高剂量耐辐射光学玻璃研制报告，西安光机所 (1968).
[199] Helmut F. Wolf, Handbook of Fiber Optics Theory and Application (1979).
[200] Detlef Gloge, Optical Fiber Technology, IEEE Press, New York (1973).
[201] Tohn, D. Lytle et al., *Appl. Opt.*, 18 (11), 1842 (1979).
[202] Linsteadt, G. F., and H. P. Leet, *Proc. IRIS*, 6, 159 (1961).
[203] Duncan T. Moore, *App. Opt.* 19 (7), 1035 (1980).
[204] E. Wolf, Progress in Optics, vol.XVII, 281 (1980).

[205] K. Matsushita and K. Ikeda, Proceeding of the Society of Photo-optical Instrumentation Engineers, Fiber Optics Comes of Age, 31, 23 (1972).
[206] Schulz, L. G., J. *Opt. Soc. Am.*, 44, 357 (1954).
[207] Minor, R., *Ann. Phys.*, 10, 581 (1903).
[208] Hass, G., Optik, 1, 2 (1946).
[209] Kretzman, R., *Ann. Phys.*, 37, 303 (1940).
[210] Meier, W., *Ann. Phys.* 31, 1017 (1910).
[211] Tool, A., *Phys. Rev.*, 31, 1 (1910).
[212] O'Bryan, H., *J. Opt. Soc. Am.*, 26, 122 (1936).
[213] Schulz, L. G., and F. R. Tangherlini, *J. Opt. Sac. Am.*, 44, 362 (1954).
[214] Lenham, A. P., *J. Opt. Soe. Am.*, 57, 473 (1967).
[215] Hass, G. and A. F. Turner, Coatings for Infrared Optics, P. 143, in M. Auwarter (ed.), Ergebnisse der Hochvacuumtechnik und der Physik dünner Schichten, Wissenschaftliche Verlagesellschaft, Stuttgart (1957)
[216] Ishmuratova, M. S., and L. V. Sergeyev, *Sov. J. Opt. Tech.*, 34, 801 (1967).
[217] 李良春，耿亚清，光仪通讯，(4)，38(1979)。
[218] 魏振明，光仪通讯，(1)，29(1980)。
[219] Packard, R. D., *Appl. Opt.*, 8, 1901 (1969).
[220] Handbook of Plastic Optics, U. S. Precision Lens, Cincinnati, OH, (1973).
[221] Leo, Levi, *Applied Optics*, 2, 918 (1980).

第二十五章　光学工艺学

光学工艺学是一门研究光学零件制造过程与工艺原理，且实践性很强的应用技术学科。它包括传统的制造折反光学零件的研磨工艺，制造消色差透镜，达到改变光程与保护目的之胶合工艺，使光辐射产生各种物理光电效应的镀膜工艺，制造各种分划元件的刻度照相复制工艺，以及在光学加工过程中所采用的各种辅助工艺和光学辅料的制备工艺等。而且还包括，随着现代科学技术的发展，相继出现的与原来工艺概念完全不相同的新工艺，例如毛坯加工的一步成型，光学零件的切削加工，塑料光学零件的注射压铸，光学零件的复制，变折射率光学零件的制造，聚合物光学零件的制造，衍射光学元件，纤维光学元件以及集成光路等。因此，可以说，光学工艺学既是一门古老的学科，又是一门涉及不同加工机理、材料学、控制学和测量学诸方面的，引人注目的一门较新颖的学科。

第一节　光学零件的毛坯制造

光学玻璃的制造是由熔炼和成型两个主要过程组成。古典方法是用坩埚熔炼玻璃制成一定形状的玻璃块，也可用滚压或浮动法制成玻璃板，经过退火检验后，供给用户。

随着光学玻璃连续熔炼和液态成型技术的发展，也可由液态连续出料压制成各种型料，如图 25-1 所示。

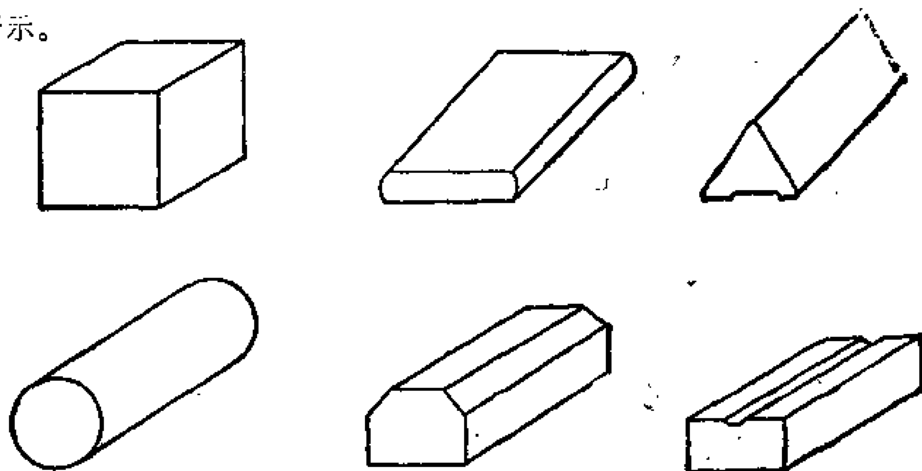


图 25-1 毛坯型料

在生产中有时还需要将大块料或型料切割成零件具体毛坯，或进行二次加热压制成型零件毛坯。

一、块料加工

(1) 用金刚石锯切割

金刚石锯切有外圆和内圆切割两种，在外圆锯料机上，用烧结金刚石锯片，粒度为 60#

—80#，浓度为100%—130%。在内圆机上，用电镀金刚石锯片，粒度为 280#—W40。每片含金刚石 0.5克拉。金刚石锯切按其进给机构方式有下列三种：

①弹性进给

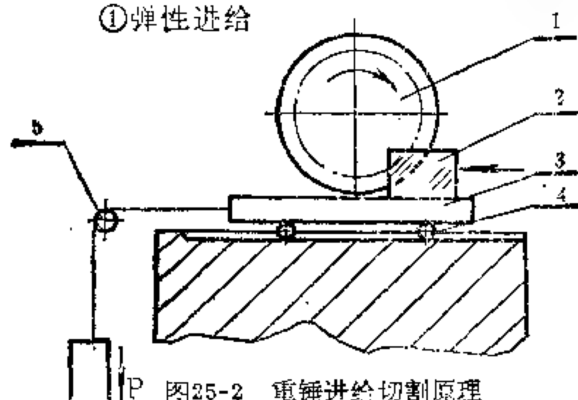


图25-2　重锤进给切割原理

1. 锯片；2. 料块；3. 工作台；4. 滚珠；5. 滑轮。

此法又称重锤进给，其原理如图25-2所示。锯片在能升降的主轴上高速旋转，料块固定工作台上，在垂锤 P 的作用下，借助滚珠和滑轮实现进给切割。

②刚性进给

刚性进给又称丝横进给，其速度一般为40—120 毫米/分，切割线速度为 20—35 米/秒。此类机床亦可手工操作。

③液压进给

此法一般多采用射流自动控制，这种机床传动平稳，适合精密下料，线性尺寸精度可达 0.05 毫米，角度精度5′。

(2) 泥锯切割

这是一种古典切割法，锯片多为 40 钢片，加散粒（80#或120#碳化硅）金刚砂切割。电机功率为0.5—1 千瓦，转速为 300—1500转/分，线速为 10 米/秒左右。切口为 2—3 毫米，线性尺寸精度为 0.5—1 毫米，角精度为30′—5°。

(3) 薄形砂轮切割

一般所用砂轮厚度为 0.2—4 毫米，直径为 ϕ50—500 毫米，粒度为 46#—100#。一般常用ZR_1—ZY_2 碳化硅砂轮，最大线速与结合剂有关，如陶瓷结合剂为 35米/秒，树脂橡胶结合剂为 50 秒/米。

(4) 电热切割

电阻丝加热切割法主要用于大块玻璃板材的下料，其原理如图 25-3 所示。当金属丝通电发红后，使与被切割的玻璃接触，利用局部受热而炸裂的原理切割玻璃。电流一般为 32 安。

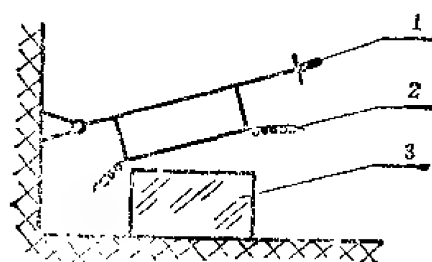


图25-3　电阻丝加热切割

1. 手把；　2. 电阻丝；　3. 玻璃。

(5) 套料切割

套料切割多用于圆形零件，通常有套钻和超声波套料法等。

(6) 非接触热切割

非接触热切割系利用红外加热原理，在专用装置上切割，切割出的表面质量较好，是一种切割板料的优良方法。

(7) 其它方法

对于多根棒料可利用集束切割法，为提高生产效率，可采用排锯切割。

切割下料后的块料还需整平，若用作小零件毛坯时，还要进行划切，胶条和磨外圆。

二、二次加热压型

二次加热压型系指把玻璃坯料加热软化，放入模具内进行压制，从而获得所需之毛坯。

其特点是生产效率高，适于批量生产，且节省材料，一般比块料加工可省1/2—1/3的玻璃。其生产过程有备料、加热、压制和退火等几道主要工序。

(1) 备料

通过划切、修整和滚磨等工序制成一定体积（或重量）的料块，其重量按下式计算

$$W=V\cdot d+\Delta \tag{25-1}$$

式中　W——料块重量；

V——毛坯体积；

d——玻璃比重；

Δ——备料损耗（根据生产工艺决定，一般为毛坯重量的5%—8.5%）。

(2) 加热

加热系指对料块加热至软化，以便压型。压模也要加热到相应的温度。加热设备多为带有控制装置的箱式电炉或隧道式电炉。玻璃牌号不同，加热温度也不相同。一般料块加热速度是阶梯上升的，如图25-4所示，当料块处于低温退火温度时，为防止应力急剧变化而炸裂，加热速度要慢，这个阶段的时间占总加热时间的70—80%，超过此温度则可加快。

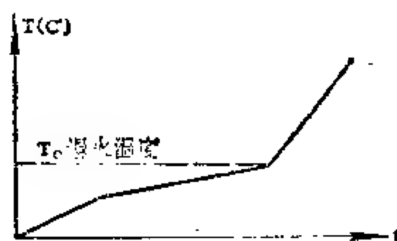


图25-4　料块加热行程

(3) 压型

料块软化成型后，即可送入压模内压制成型，根据零件大小压2—3秒钟后，即可退模，取出零件，冷却片刻，放入已预热的草木灰中保温。

压模一般用耐热不锈钢或球墨铸铁制成，压模温度一般保持在退火温度上限左右。工作压力与零件大小有关。

(4) 退火

退火可分为粗退火和精密退火两个阶段。

①、粗退火

粗退火有草木灰和电炉退火两种。草灰退火系把压好的毛坯分层放入预热的草灰箱中，自然冷却到50℃左右取出零件（适于重量小于50克的毛坯）。

电炉退火是先将电炉升温到玻璃的退火温度，同时将刚压好的毛坯分层装在铁箱里，然后放入电炉内保温1—2小时，再缓慢冷却到50—60℃，即可出炉。

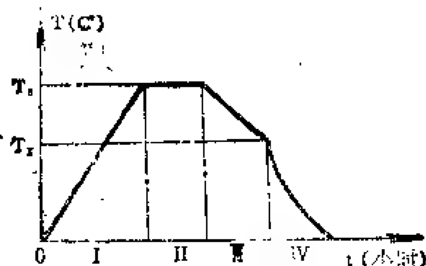


图25-5　精密退火曲线

②、精密退火

这是保证毛坯质量的重要工序，退火曲线如图25—5所示。

加热升温阶段（Ⅰ区）以较快的速度加热到热处理温度上限T_s后，立即停温。升温速度可根据零件大小和厚度而定。保温阶段（Ⅱ区），在退火温度上持续保温是决定毛坯应力消除程度的重要阶段。具体保温时间，则视毛坯尺寸的大小和技术条件来选择。

第一阶段降温（Ⅲ区）：从T_s到T_x温度范围内，以严格控制的恒定速度缓慢冷却。

T_x 是退火温度以下某个温度范围，可根据毛坯技术要求来选择。此阶段是决定毛坯质量指标（折射率，光学均匀性，应力消除程度等）的关键。

第二阶段降温（Ⅳ区）：在 T_x 以下温度继续下降，对毛坯应力影响不大，降温速度可适当加快，一般采用断电，依靠电炉惰性降温。

三、槽沉成型

此法是利用玻璃在塑性变形状态下，依靠自重变形（自由槽沉）或真空热吸（强制槽沉）使其充满一定形状和尺寸的模具成型。

(1) 自由槽沉

将装有毛坯玻璃的沉模，置于箱式或隧道式电炉内进行。槽沉后的毛坯经过粗退火，以较大的冷却速度降到退火温度上保持 3 小时后，在第一降温阶段（在退火温度以下 100℃ 左右）以 3—5℃/小时或更大的均匀速度降温。对应力要求高的零件，还要进行精密退火。

(2) 强制槽沉

强制槽沉是在半自动设备上进行的，直径可达 600 毫米，厚度达 8 毫米。其表面质量取决于模子的加工精度，因为在塑性变形温度下玻璃的粘度很大，如果模子不光滑，则难以形成光滑表面。一般样板与模具设计曲面的偏差不大于 0.01—0.03 毫米。

四、连续压制成型

(1) 连续出料加工

这是一种在专用设备上由池炉连续熔炼出料、压型、移料和退火的连续加工法。出料口径为 20—25 毫米，用气动剪刀剪切玻璃液滴，根据玻璃的比重，粘度、型料重量来进行控制。压制零件的转盘可根据零件大小选择孔径，最大型件尺寸为 ϕ150—200 毫米。滴料后在第二工位进行火焰抛光，大尺寸的压型件在压型后，有两个工位进行模边火焰加热，以防爆裂和变形。最后用机械手送入退火炉退火后进行检验。

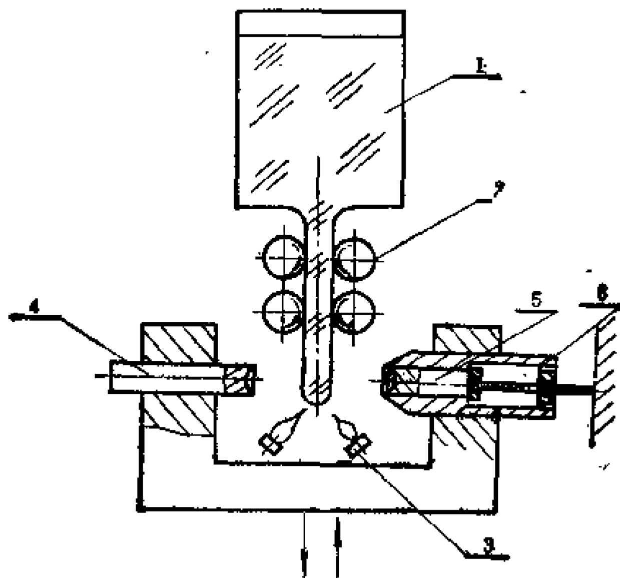


图 25-6 连续拉条压型原理

1. 熔化器； 2. 拉伸装置； 3. 煤气喷灯； 4. 冲头； 5. 压模； 6. 整形刀。

(2) 连续拉条压型

连续拉条压型法是从池炉或连续熔炼器内把加热到粘度为 10^{-4}—10^{-5} 泊松的液料中引出条料（条料要适合预定的毛坯形状如圆形，椭圆形等），边拉边冲压，连续动作，生产效率很高。每小时可生产 350—450 件，其原理如图 25-6 所示。此法可加工的毛坯直径为 ϕ12—22 毫米，直径公差为±0.1 毫米，厚度公差为±0.3 毫米。

第二节　光学零件的研磨成型加工

一、粗磨与铣磨

光学零件的粗磨是指利用散粒磨料加工，而铣磨则是指利用金刚石工具（固着磨料）加工，也称做铣削。

（一）用散粒磨料粗磨

散粒磨料粗磨系指用磨料加水而成的悬浮液对玻璃进行加工，其实质如图25-7[2]所示，分布在玻璃1与磨具3之间的磨粒2籍助玻璃的法向力和磨具与零件的相对运动进行研磨的。在某一瞬间，磨粒上端顶在玻璃上，下端顶在磨具上，作用力R可分解成水平力F_k和垂直力F_N。当磨料给予玻璃的力F_N的作用方向与相对速度V_{m-b}的方向垂直时，不能为磨掉玻璃而作功，但保证了磨具、磨粒与玻璃之间的接触。由于玻璃受F_N的作用，引起了裂纹，其深度为凸凹层K的1—3倍，裂纹的交错角为90—150°。同时还引起磨具的弹性变形。

磨粒给玻璃的作用力F_K的方向与玻璃的宏观表面相切，并与相对速度V_{m-b}方向相反，因而F_K使玻璃表面凸凹层的顶部被磨掉，及磨具表面磨损。

另外，磨粒所受F_K力和F_N力构成两个力偶，其合力偶使磨粒滚动，而产生冲击力，在去除玻璃的同时，大颗粒磨料可能被破碎，于是又有另外磨粒重复上述过程。

粗磨一般多为手工操作，根据零件余量大小选择砂号，例如磨球面一般加三道砂，第一道按弧高选砂，弧高大于1毫米，用180#，弧高为0.4—1毫米时，用180#—200#；第二道砂为280#；第三道砂为W40或W28，完工光洁度为▽6。

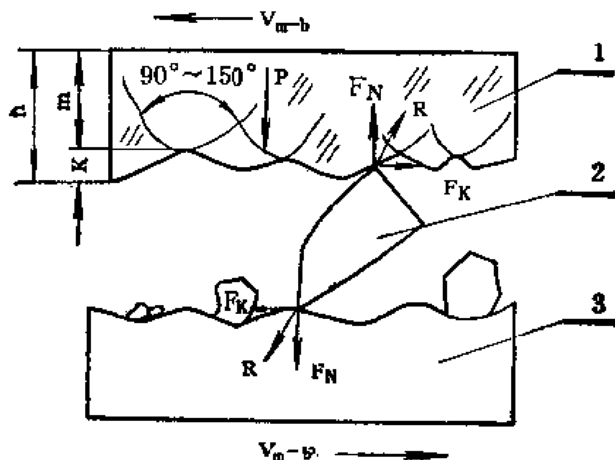


图25-7　散粒磨料粗磨机理
1. 玻璃；　2. 磨粒；　3. 磨具。

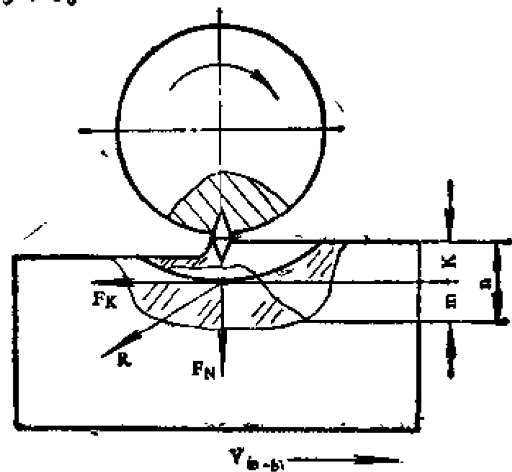


图25-8　金刚石工具铣磨机理

（二）用金刚石工具铣磨

（1）铣磨机理

铣磨的实质，类似以无数的铣刀刃在高速（15—25米/秒）切削玻璃。由于磨具和零件的相对运动而产生的切削力R可分解成水平力F_K和垂直力F_N（图25—8）。在F_N的作用下，金刚石颗粒进入玻璃的深处（不超过最大颗粒尺寸的1/3）破坏玻璃，形成相互交错的锥形

裂纹，裂纹角约为155°，裂纹的深度m为凸凹层K的2—4倍[2]，裂纹角的宽度比金刚石颗粒宽度大。

磨具在旋转的同时，还存在与零件的振动位移，致使划痕边缘不整齐，且方向紊乱。鉴于玻璃性脆，铣磨的结果，使玻璃表面产生起伏的凸凹层K。这样由K和m层构成了破坏层n。

磨具给予玻璃的F_K力之大小与切削的玻璃量和产生热量所消耗的功成正比。在铣磨过程中所产生的玻璃屑和热量将被冷却液带走。

随着铣磨时间的增加，固着磨料变钝，切削力增加，磨粒从结合剂中脱落，相邻的新颗粒开始起作用，这样的铣磨过程反复继续，直至完工。

（2）球面铣磨原理

球面铣磨原理如图25-9所示。由图可知，加工不同曲率半径球面时，可调节α角。α角可由下式求出

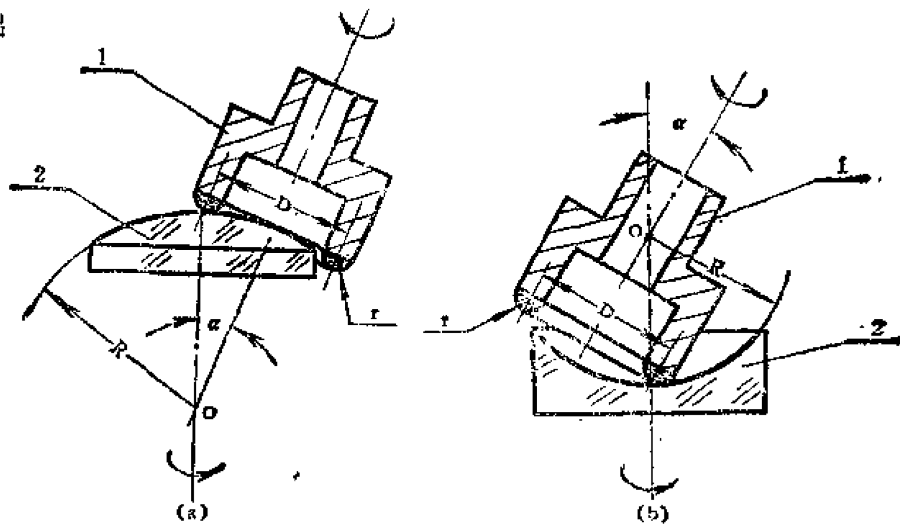


图 25-9　球面铣磨原理　　1. 金刚石磨轮；　2. 零件。

$$\sin\alpha=\frac{D}{2(R\pm r)}\quad 或\quad R=\frac{D}{2\sin\alpha}\mp r \tag{25-2}$$

式中　D——磨轮中径；

α——磨轮轴和零件轴之间的夹角；

R——零件曲率半径；

r——磨轮端面圆弧半径，凸球面取+，凹球面取－。

该加工表面的几何形状是一个加工周期内许多个斜截圆的包络面。斜截圆成型球面的原理（如图25-10所示）可用数学方程表示

$$X^2+Y^2+Z^2=R^2 \tag{25-3}$$

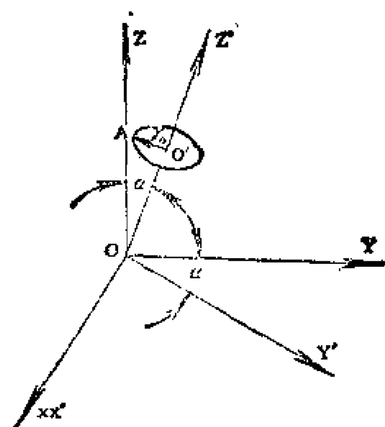


图 25-10　斜截圆成型球面解析

其中R为球面曲率半径。由此可知，斜截圆上任一点的轨迹方程即是铣磨之球面。

（3）、平面铣磨原理

平面实际上是曲率半径$R=\infty$的球面，由公式（25-2）可知，当$\alpha=0$，即零件轴与磨

轮轴平行，并处于同一平面内时，曲率半径为∞，则斜截圆在零件表面上的轨迹是一个平面。因此在实际生产中也可采用大型球面铣磨机如QM300、RF2等加工平面和棱镜。也有专门的平面铣磨机床，如PM500型平面铣磨机等。

（4）、铣磨的精度

铣磨精度与下列因素有关：

①角度调整和磨轮刃口尺寸对 R 的影响

对公式（25-2）进行微分，可得 α、D、r 的关系式

$$dR = -(R \pm r)\ \mathrm{ctg}\alpha d\alpha \mp dr + \frac{1}{2\sin\alpha}dD \qquad (25-4)$$

由此可知，加工凸或凹球面时，如果 $d\alpha$ 为+（即比理论值大），则角度调整误差使 R 减小。当 $d\alpha$ 一定时，α 越小（即 R 越大），dR 越大。故加工大 R 时，由于 α 很小，R 的精度很低。

加工凸球面时，r 减小，$|R|$增大。对于凹球面，r 减小，$|R|$减小。反之，则相反。当 dD 为正值时，则 R 增大，这对凸凹球面均同。对于某一给定 R 来说，当 $d\alpha$、dr、dD 的值均一定时，α 越大，dR 越大。对某 R 值来说，若选较大 α 时，则 D 亦应选择较大值，方可提高 R 的精度。

②中心调整量的改变Δ对R的影响（ΔR）

由图 25-11 可得

$$\Delta R = R - R_0 = \frac{\Delta}{\sin d\alpha} - \frac{D}{2\sin\alpha} \qquad (25-5)$$

式中 $d\alpha$——Δ对于O点的张角；

D——磨轮中径；

R ——具有中心调整误差Δ时的曲率半径；

R_0——中心调整量Δ消除后的曲率半径。

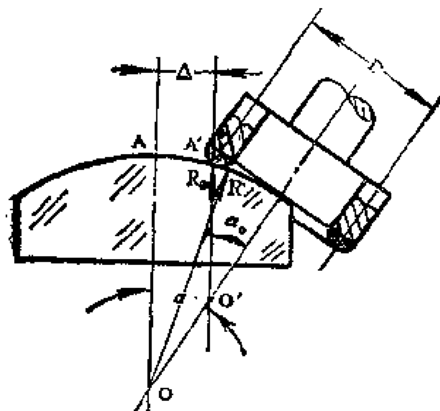


图25-11 中心调整误差对 R 的影响

存在中心调整量Δ值时，曲率半径R产生的误差为 ΔR，且其随Δ的增大而增大，凸凹球面均如此。在调整量Δ相同时，应选择较大口径磨轮和较大 α 角，以提高 ΔR。

③磨轮轴高低调整对 R 的影响

一般磨轮轴高低不进行调整。若存在高低误差 h 时，将使球面方程变为四次曲线的回转面。其方程为

$$X^2 + Y^2 + Z^2 = R^2 + h^2 - \frac{4h}{D}\sqrt{R^2\left(\frac{D^2}{2} - R^2\right) + 2R\left(R^2 - \frac{D^2}{4}\right)Z - R^2 \cdot Z^2} \qquad (25-6)$$

一般铣磨机磨轮轴与零件轴的高低偏差 h 为 0.03 毫米，对非球度影响很小。

④磨轮轴与零件轴径向跳动对 R 的影响

这一因素能导致非球面度误差。但当其径向跳动允差为 0.005—0.01 毫米时，对 R 的精度影响不大。

⑤影响透镜中心厚度的误差因素

轴向跳动和夹具的制造与使用不当是造成中心厚度误差的原因之一。一般铣磨机两轴的轴向跳动量为 0.005 毫米，因此，其针影响的最大误差是：$\Delta d = 0.005 + 0.005 = 0.01$ 毫米。

⑥铣磨表面的疵病

铣磨球面时常出现的疵病如图 25-12 所示。

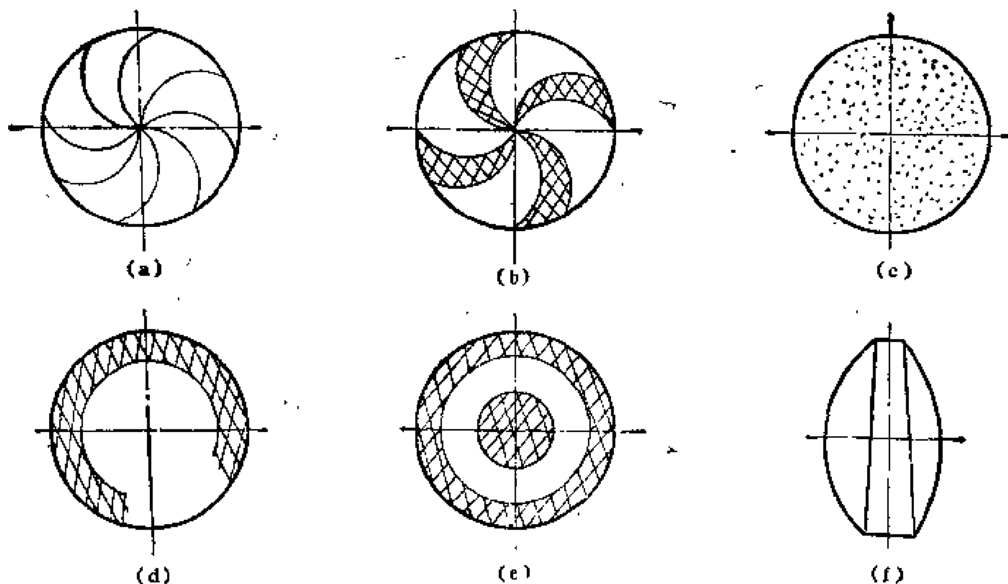


图25-12　铣磨透镜常见疵病　(a)菊花纹；(b)宽疏菊花纹；(c)麻点；(d)擦贴环带缺口；(e)擦贴环带脱空；(f)球面偏心。

(5) 铣磨工艺因素的选择

① 磨具转速

磨具的转速与边缘线速度的关系

$$V=\frac{\pi D_m n}{60\times1000} \tag{25-7}$$

式中　D_m——磨轮中径；

n——磨轮转速；

V——磨轮边缘线速度。

通常当V＝12—35 米/秒时，磨削效果较好。

②零件转速

零件的转速可根据直径大小和进给速度调整。一般为 3—27 转/分，进给速度为 150—250 毫米/分。通常是以加工时间长短来体现进给速度的，例如加工一个小球面一般为 0.5—3 分钟，中球面为 0.7—6 分钟，大球面为 4—20 分钟。

③铣磨深度

铣磨深度（吃刀量）Δω 一般不能超过金刚石层的厚度，它与诸因素的关系

$$\Delta\omega\propto p\left(\frac{V_1}{V_2}\right)d \tag{25-8}$$

式中　p——铣磨压力；

V_1——磨轮线速度；

V_2——零件速度；

d——金刚石颗粒直径。

④铣磨压力

铣磨压力取决于生产效率、表面光洁度和磨具的性能，一般为2—4公斤/厘米²，要逐渐减少，光刀必须在无压力的情况下进行。

⑤金刚石的粒度

金刚石的粒度与被加工表面的粗糙度近似的成直线关系。通常用60°—120°。但是，在浓度一定时，粒度越粗，粒数就越少，每个颗粒上受到的压力增大，易造成磨具损耗。

⑥金刚石的结合剂

常用的结合剂有：

青铜结合剂*Q*　结合力强，耐磨性好，使用寿命长，可以承受较大的载荷磨削。但自锐性差，易堵塞和发热，不易修正。

电镀结合剂*D*　结合力很强，铣磨效率高，有比同浓度压制磨具多近10倍的颗粒参与磨削。而金属结合剂压制的磨具，只有5—10%的颗粒构成磨削刃。且这种磨具便于复新，毋需报废。

树脂结合剂*S*　用这种树脂结合剂制造的磨具加工表面光洁度好，不易堵塞，容易修正。但结合力小，不适于大负荷磨削，耐磨性差。多用于精磨。

陶瓷结合剂*A*　这种结合剂的磨具耐磨性强，不易堵塞和发热，化学稳定性和耐水性好，不怕腐蚀和潮湿。可使用任何冷却液。但脆性大。

⑦金刚石的浓度

金刚石磨具的浓度是指在金刚石层内每立方厘米体积内含金刚石的重量，规定4.39克拉/厘米³的浓度为100%。浓度越高，结合剂相对减少，把持力减弱，磨粒可能过早脱落。反之，则每个颗粒上的切削力相应增大，促使颗粒过早脱落。因此，其选择原则是：

种类选择　结合力强的选高，反之选低。*D*类一般为200%，*Q*类为100%，*S*类为50%。

粒度选择　粒度大选高，反之则低。一般80°—180°选100%，细于180°者选50%。

根据工作面大小选择工作面大选高，反之选低。

⑧冷却液

冷却液的作用是冷却、润滑、清洗、防锈和化学作用。对粗磨铣削来说主要是冷却作用，一般采用的有：水溶性冷却液、乳化液和油性冷却液（详见精磨部分）。冷却液的用量一般小零件为3—5公升/分，大零件为5—8公升/分。

⑨夹具的选用

铣磨时的装夹一般有四种方式：

弹性装夹　利用夹具材料的弹性变形或对称开槽装夹，零件公差在±1毫米内均可加工。

真空装夹　利用真空吸附的作用力，将零件固定在夹具上（图25-13）。此法操作方便，但对零件直径公差要求严格，一般在－0.02—0.05毫米之间。且零件直径应大于15毫米。

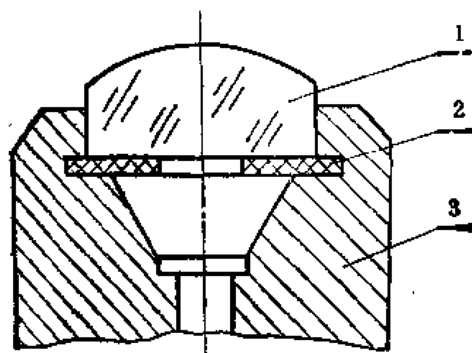


图25-13　真空装夹

1．零件；　2．橡皮垫；　3．真空夹头。

磁性装夹　将零件粘在有一导磁的平板（用钢或铁制成）上，然后把平板放在铣磨机的磁性工作台上，打开磁开关即可。

机械装夹　利用机械夹具装夹，多用于棱镜加工，其主要优点是可把复杂的棱镜角度关

系变为平面加工。

二、光学零件的精磨

精磨的目的是为了获得必要的尺寸精度和表面光洁度。

（一）用微粒磨料精磨

这种精磨方法是藉助所加的压力、通过模具、磨料与零件之间的相对运动来实现的。

（1）精磨方式

a。手工精磨

手工精磨常用于单件修改角度、尖塔差、平行差、透镜边缘厚度差以及其他几何尺寸。加工时应注意使平模直径比镜盘或零件直径（或边长）大 20-30%，且工作表面应高 1-2 道圈（用刀口尺检查时，边缘 2/3 部分有微弱透光）。零件在模子上作反方向圆弧运动。加砂（W_{14}、W_{10}，修改角度用W_{20}，小零件用W_{14}）要适量均匀，着力点要低，运动要平稳。当零件作微量精修时，模子也可不必转动。

b。在普通机床上精磨

一般精磨抛光机多为主轴转动和上架摆动式（图25—14）。加工平面时，如图 25—14 (*a*) 所示，上盘进行摆动，摆幅与下盘直径之比称为相对移动，其移动量可通过偏心三角架与铁笔来调正。

加工球面时（图 25-14(*b*)），摆幅用角度 2φ 表示，相对摆幅用角度 2φ 与下盘张角 2γ 之比表示。

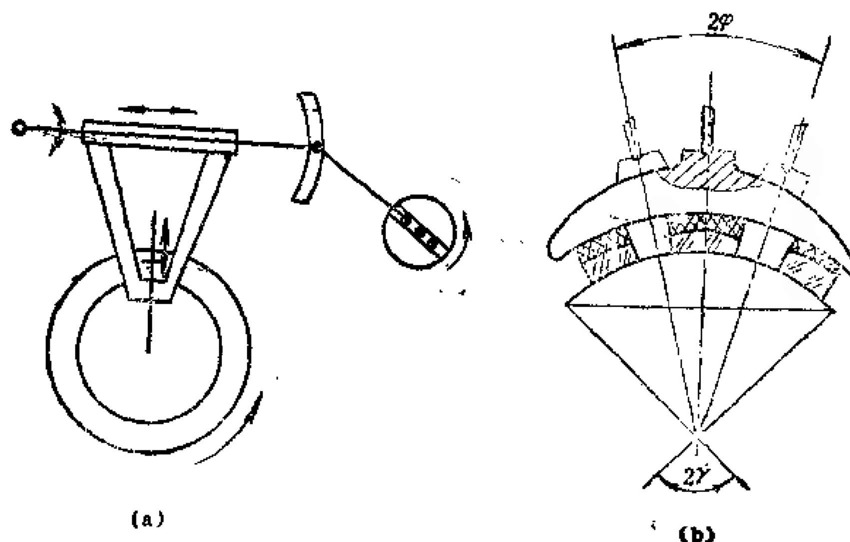


图 25-14 古典精磨
(*a*) 平面加工； (*b*) 球面加工。

c。准球心精磨

在准球心精磨抛光机上精磨时所用的精磨模、镜盘粘结方式、加工余量，基本上与在普通精磨抛光机上相同。但下列几点不同：

①调正机床，使镜盘球心与摇臂摆动中心重合误差小于 ±2 毫米。调正转速为 250-500 转/分。

②用水泵自动加砂。

③精磨模的顶部要钻一个直径为 5 毫米的浅孔，並在其顶部和边缘之间开 2-3 条宽为 2

毫米的同心圆槽。

④加工压力为 3-5 公斤。

⑤金刚砂循环使用，3 个月可换一次。

(2) 影响精磨的因素

a. 相对速度与摆幅

平面精磨如图 25-15 所示，欲获得均匀磨削，必须适当调整主轴转速、摆动速度及摆幅，改变 ω_1、ω_3 和 l 之间的关系。

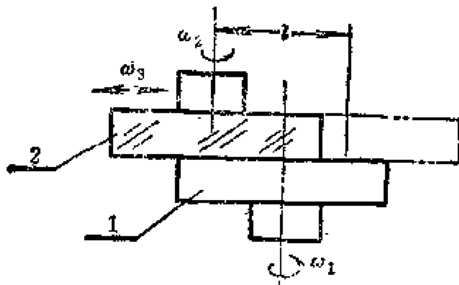


图 25-15　平面精磨相对速度　1.模子；　2.零件。

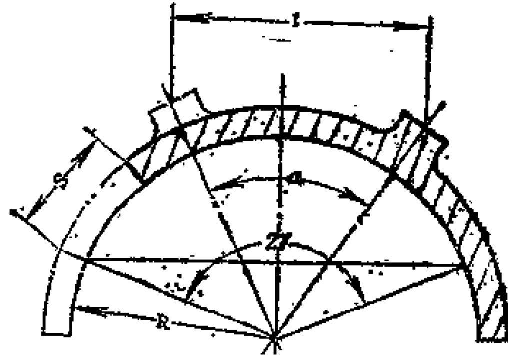


图 25-16　球面精磨相对速度

球面精磨如图 25-16 所示，可通过调正相对摆幅长度来实现。当上盘在两个极限位置时，通过球心和上盘中心的两条轴线之间的夹角 α 与下盘张角 2γ 之比即谓相对摆幅长度。

为调整方便，也可采用 S/R 确定摆幅长度。S 可根据下盘高 H 和镜盘与磨盘的相对位置而定。

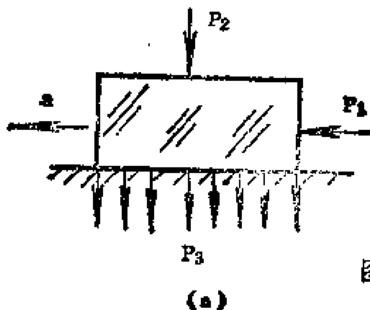
在确定摆幅长度时，还要结合铁笔移动轨迹对主轴中心线的直线位移，即精磨平面时相对位移取 0—0.1；精磨球面时相对位移可取 0—0.4。

b. 压力

压力是进行磨削的重要因素，精磨时零件受力情况如图 25-17 所示。

对于平面来说，若在不动模上手工研磨时，如果推动零件的着力点高，将产生一个翻倒力矩，因而使零件塌边。因此，加工时应尽量设法降低力点，如图 25-17 (*a*) 所示，P_1 是降低力点之推力，P_2 为施加之压力，P_3 是均匀分布之总压力，它等于 P_2 加上零件（镜盘）的重量。

对于球面，一般由荷重和零件（镜盘或模盘）通过铁笔施以垂直向下的力 P，P 可分解为径向作用力 P_1 和摆动分力 P_2，由图 25-17(*b*)可知表面磨削力为



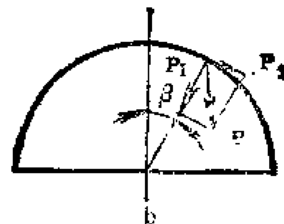


图 25-17　精磨表面压力　(*a*) 平面；　(*b*) 球面。

$$P_1 = P\cos\beta \qquad (25\text{-}9)$$

由此可知 P 对球面的磨削影响是中部大于边缘。

c. 悬浮液的浓度

悬浮液的浓度即指砂与水的混合比例，最佳配比可通过试验确定。精磨快完时不再加悬浮液，而只加几笔清水，然后磨到磨盘表面呈青灰色为止。磨料的最佳供给量可通过试验确定。

(3) 精磨模的修改

a. 平面精磨模的修改

工作表面开槽的平磨模多用对磨法修改，即在精磨抛光机上，将两块平模加 W_{40}—W_{28} 金刚砂进行对磨，其表面呈黑色部位为凸出部份，这时可用废砂轮或刮刀修平。

工作表面没开槽的平模，一般在单轴机上用废砂轮或刮刀进行修改。通常平模中间低，边缘高，也可用废镜盘试磨后视情况再修改。

修好的平模之检查，当用直径为 80-100 毫米的平面样板检查时，$N=+2$—3道圈。用刀口尺检查时，边缘应有微弱透光。用玻璃尺检查时，应接触模子中间的 2/3。

b. 球面精磨模的修改

根据曲率半径大小，选择一些废零件，用需修改的球模作贴置模，将零件胶成镜盘，然后在精磨机上用 W_{40}—W_{20} 金刚砂精磨，用样板检查镜盘上的零件光圈，再根据误差大小修改，直到符合要求为止。

以修好的精磨模为准，再逐步修改上道砂的模子和贴置模，一般擦贴度为 1/3—1/2，对曲率半径较大的应为2/3—3/4。

(4) 球面精磨

用散粒磨料精磨时应准备一套不同曲率半径的球模。在精磨抛光机上精磨时，镜盘或球模一般是凹在上凸在下，当凸镜盘光圈太高，而镜盘的半径又不很大时，也可将凸镜盘反过来放在上面，但这时镜盘后面要接一个把，使从铁笔孔到球面的距离大于 $2R$，这样摆动较稳。

弹性上盘的零件在精磨第二面前，在测量中心厚度时，最厚的不能超过公差上限 0.08 毫米，最薄的需大于公差下限 0.03 毫米。用第一道砂（W_{20}）精磨的擦贴度，从边缘算起为整个镜盘零件的1/2—2/3。用第二道砂（W_{14}）精磨后的擦贴度为2/3—3/4。全部精磨后应满足所要求之光圈数。

(5) 平面精磨

平面精磨一般是精磨模在下，镜盘在上，只有用石膏盘加工时才放在下面。面形精度一般要求低光圈，因此当用玻璃直尺检查擦贴度时，模子中间应有 2/3 贴着。用平面样板检查时，应高 2—3 道圈，表面平滑。

平面精磨每次换砂时要把平模洗干净再用。直径较大的平模，其表面应开一些槽宽与深度均为 3 毫米边长为 15-20 毫米的方块。精磨用砂一般为 W_{28}、W_{14}，在磨 W_{14} 时，先浓后稀，最后加清水，磨至平模呈青灰色为止。精磨平行平面零件时，要注意控制平行差，根据零件精磨后所允许的楔角 α 可换算成镜盘表面所允许之厚度差：

$$\mathrm{tg}d=\frac{X}{D} \qquad (25\text{-}10)$$

式中　D——镜盘表面直径；

　　X——镜盘厚度差。

为了控制平行差，镜盘四周及中心应留有测深的地方，光胶盘可连同光胶垫板测厚。长方体与立方体光胶盘可通过控制镜盘的平行差达到角度控制目的。小角度光楔可用控制光胶

盘厚度差保证所需要的楔角，同理可按（25-10）式换算。楔角大于10′时，必须用角度光胶夹具。

弹性胶盘和石膏盘的精磨时间不宜过长，否则会引起平行差和角度差的变化。精磨光胶盘时，要特别注意切勿剧烈震动和骤冷骤热，要用35-40℃的温水清洗。

精磨后表面砂眼应均匀一致，符合规定要求，表面擦贴度从边缘起为整个镜盘零件直径的2/3—3/4，或用光学样板检验光圈应低1—2道。平行平面零件在精磨抛光第一面后，其厚度尺寸应比公差上限大0.03毫米，最小应大于公差下限0.03毫米。

（二）用金刚石磨具精磨

采用金刚石磨具精磨俗称高速精磨，球面主要有准球心和范成法等，前者是用成型磨具加工，零件的表面形状和精度依靠磨具的形状和精度来保证。而后者则是磨具和零件各自做回转运动，其磨具刃口轨迹的包络面形成零件的表面形状（其原理见范成法铣磨一节）。平面高速精磨历史较短，工艺尚不成熟。

（1）金刚石磨具

a. 球面金刚石磨具

①精磨盘的曲率半径　金刚石球面精磨盘的曲率半径，因工序不同而异。如图25-18所示系加工凸球面时各工序曲率半径的关系，即$R_c>R_t>R_{j1}>R_{j2}>R_p$（图中未画出）。在整个加工过程中总是从光圈数低得很多，逐渐抛光到光圈低得少。加工凹球面时，则$R_c<R_t<R_{j1}<R_{j2}<R_p$，但光圈仍然是由低得多向低得少修改。因为凹面曲率半径愈小，光圈愈低得多，所以从粗磨到抛光，磨具曲率半径逐渐增大。

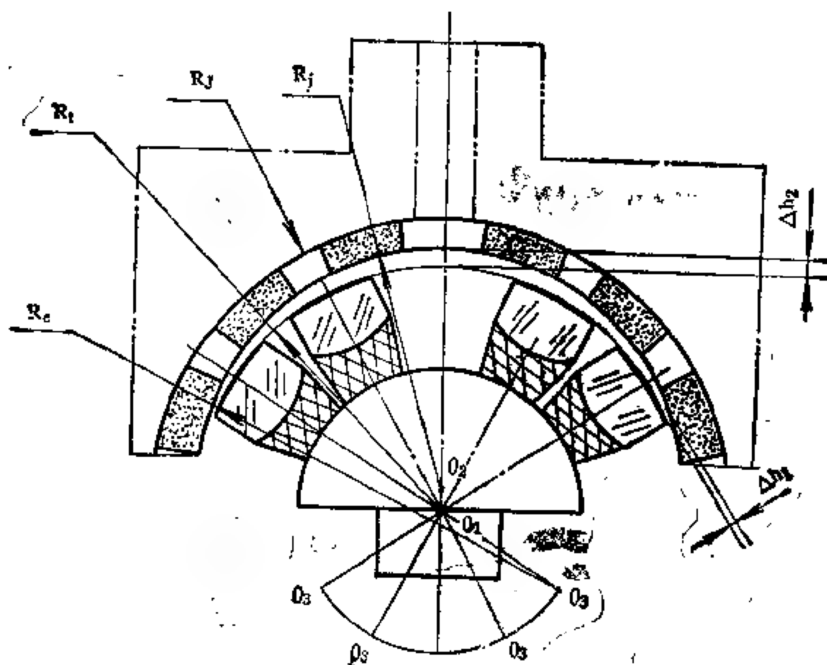


图25-18　加工凸球面各工序曲率半径的关系

$\Delta h1$——R_c与R_t之间在透镜口径上的矢高差，即铣磨时需控制擦贴度；

$\Delta h2$——R_j与R_t之间在透镜口径上的矢高差，即精磨盘与贴置模之间的光圈差数。

高速精磨后的表面光洁度比古典精磨后的光洁度好，因此所留光圈数要少，第一道精磨后的光圈比抛光后的光圈低4—5道；第二道精磨后的光圈比抛光后的光圈低1—2道。

②精磨盘与镜盘的相对位置和尺寸　在高速精磨中，一般磨具装在机床主轴上，镜盘在上，进行高速铣磨。

精磨盘的口径（或矢高）与镜盘的口径（或矢高）的比例，与二者的相互位置和透镜曲率半径有关（见表 25-1）。口径大于 150 毫米的金刚石磨具很少用。

表 25—1

精磨盘的位置	透镜曲率半径（毫米）	透镜型式	精磨盘与镜盘口径之比
在下	R<100	凸	1.10—1.25
		凹	1.30—1.40
	R>100	凸	1.10—1.25
		凹	1.20—1.30
在上	R<100	凸	1.0—0.9
	R>100	凹	1.0—0.9

③精磨片参数的选择

粒度　采用两道精磨时，第一道为 W_{28}和W_{20}。第二道为 W_7 或W_5。如果只用一道精磨则以W_{14} 为宜。

浓度　目前尚无统一标准，一般多为 30—50%，但以 45% 铣磨效果最佳。

结合剂　经常采用的结合剂有：硬青铜结合剂（使用寿命长）、软青铜结合剂（用于加工大而薄的零件）、钢结合剂（耐磨、质量稳定）、铁、钴、铜制成的硬青铜结合剂、塑料加青铜的软青铜结合剂（用于精度要求高的零件）以及树脂结合剂等。结合剂的硬度要与金刚石的磨钝速度和玻璃的抗磨硬度相匹配。

形状　精磨片的形状一般为圆形，也有矩形。圆片有平、凹、凸三种型式（图 25-19），如果给予边缘倒角，效果会更好。精磨片的尺寸见 表 25-2。

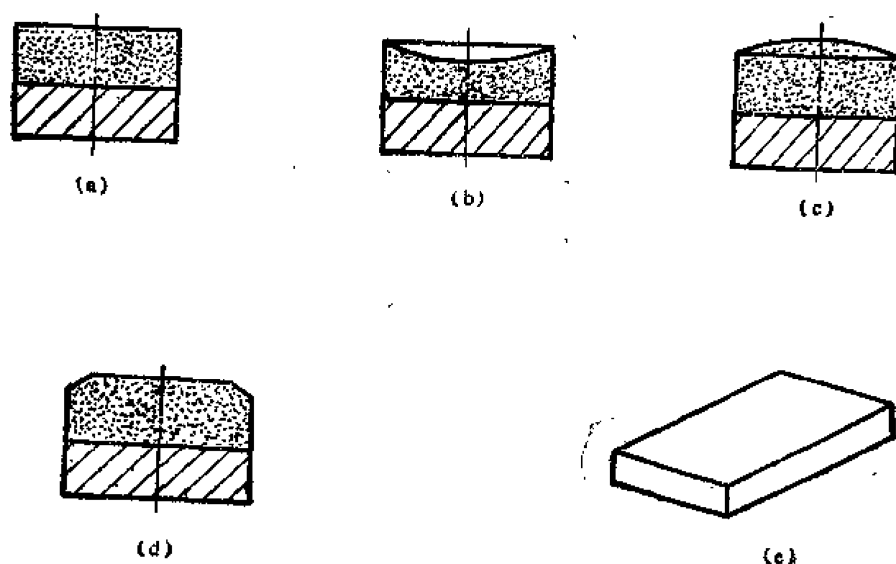


图 25-19　精磨片的型式

表 25-2　精磨片的尺寸

精磨盘曲率半径（毫米）	10—20	20—30	30—50	50—150	>150
精磨盘表面积（平方厘米）	6—25	25—50	50—150	150—1350	>1350
精磨片的直径与厚度（毫米）	4×3	6×3.5	8×4	10×4.5	15×5

④覆盖比　覆盖比系指排列在磨具上的精磨片表面积和磨盘整个球缺表面积的比。可用下式表示

$$P=\frac{ZAp}{A_g}=\frac{Z\left(\frac{\phi}{2}\right)^2\cdot\pi}{2\pi R\cdot h}=\frac{Z\cdot\phi^2}{8R\cdot h} \tag{25-11}$$

式中　P——覆盖比；

Z——精磨片的数目；

A_p——每个精磨片的面积；

A_q——磨盘球缺表面积；

ϕ——磨片直径；

R——磨片曲率半径；

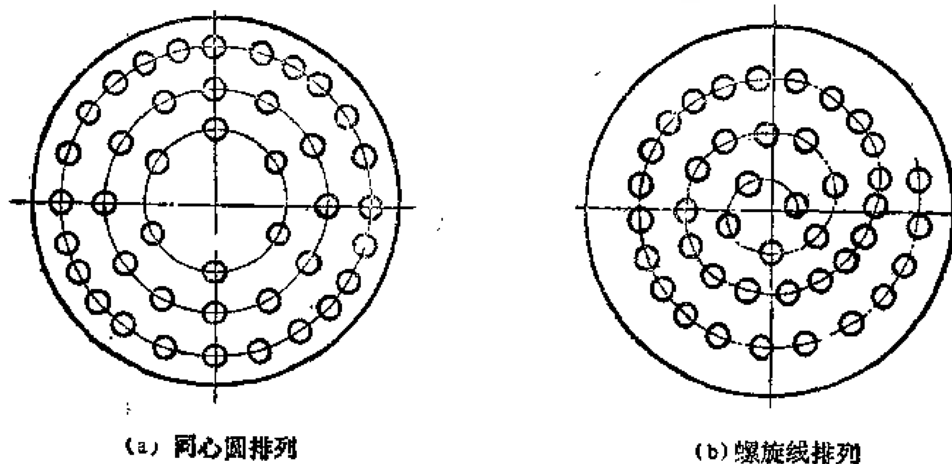
h——磨盘球缺矢高。

P的选择取决于磨盘的曲率半径（见表 25-3）。当 P 和精磨片的直径选定后，便可按（25-11）式计算精磨片的数量。

表 25-3　覆盖比P的选择

磨盘曲率半径(毫米)	R<50	R50—120	R>120
覆盖比 P	40%	30%	20%

⑤排列　精磨片在磨具上的排列应保证磨具的形稳性，不产生死点，冷却液畅通。排列方式有两种，如图 25-20 所示，在球面上的排列是中部疏，边缘密。



(a) 同心圆排列　　(b) 螺旋线排列

图 25-20　球面磨具精磨片的排列

⑥精磨盘的基体参数 曲率半径由下式确定

$$R_J = R_j \pm t \pm \delta \tag{25-12}$$

式中 R_J——精磨盘基体表面曲率半径；

R_j——精磨盘要求的曲率半径；

t——精磨片在磨盘上的厚度；

δ——粘结胶层厚度（一般为0.1毫米）。

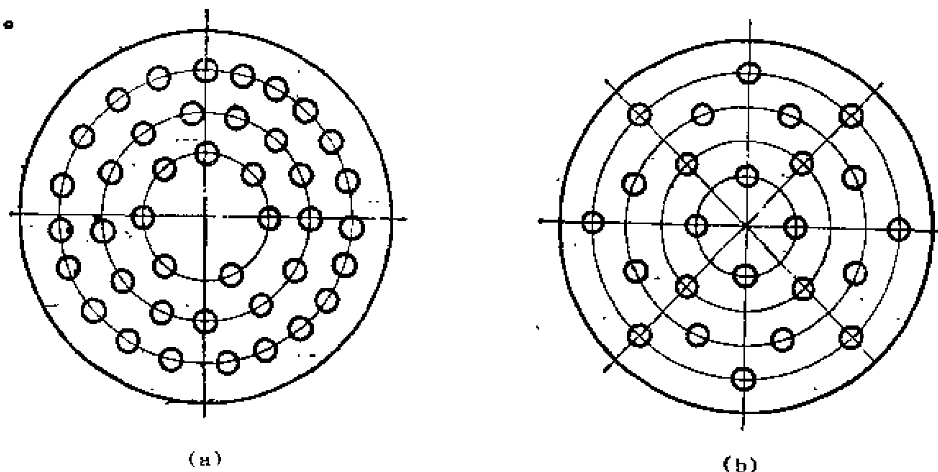
式中之t、δ对凸磨盘取“－”，凹磨盘取“＋”。凹精磨盘的口径与壁厚之比应控制在 10：1范围内。磨片粘结用胶粘剂见表 25-4。

表 25-4 磨片粘结胶

序号	牌 号 或 配 方
1	6101 环氧树脂 100 克，302*砂 30 克，乙二胺 8 克，常温固化 24 小时。
2	618 环氧树脂 10—15 克，苯二甲胺 2—3 克，室温固化 24 小时。
3	海燕牌 914*粘结剂。
4	6101 环氧树脂 10 克，磷苯二甲酸二丁酯 1.5 克，650*聚酰胺 2 克，乙烯三胺 1 克，室温固化 24 小时。
5	6101 环氧树脂 10 克，650*聚酰胺 1 克，多乙烯多胺 1 克，室温固化 24 小时。
6	618 增塑环氧树脂 10 克，多乙烯多胺 1 克，室温固化。

b. 平面金刚石磨具

①金刚石磨片的排列 有同心圆排列，其中又分等距和径向重叠同心排列两种如图 25-21 所示。



(a) (b)

图 25-21 平面金刚石磨具磨片的同心排列 (*a*) 等距同心排列； (b) 径向重叠同心排列。

另外，还有螺旋排列，其中包括单头和多头等两种。在每条螺旋线上的磨片间距应该不同，内密外疏，最外圈接近圆周排列。磨盘中心开有冷却孔。

平面磨具的线速度一般为 17 米/秒。单位面积的压强为 0.2-0.7 公斤/厘米²。磨盘口径 D_m与镜盘口径 D_j 的关系为 $D_m=(1.1\text{-}1.3)D_j$，D_m/D_j的数值越大，单位时间内的磨削量越大，反之则小。当 D_m/D_j 和其他工艺因素恒定时，摆幅越大，单位时间内的磨削量就越大。为保证均匀磨削，必须使 D_m/D_j 与摆幅很好匹配，即D_m/D_j 大时，摆幅要大，反之相反。

(2) 金刚石磨具的磨耗

a. 球面金刚石磨具的理想磨耗

金刚石磨具在磨削玻璃的同时，自身也要磨耗，它与压强，相对磨削速度及时间成正比。磨具上任一点 i 的法线磨耗量（高度）为

$$\Delta R=\int_{0}^{T_i}\mu q_i V_i dt \qquad (25\text{-}13)$$

在磨具表面内某个区域 S' 上的磨耗体积为

$$\Delta V=\int_{s}\int_{0}^{T}\mu g\cdot vdtdS \qquad (25\text{-}14)$$

式中　μ——工艺系数；

g——压强；

V——相对磨削速度；

T——有效磨削时间；

V——磨耗体积。

如果磨具磨损后的表面与磨损前的表面具有相同的曲率半径（如图25-22所示）．即称为理想磨耗[1]，其关系如下

$$\Delta R_i=\Delta R\cos\theta_i \qquad (25—15)$$

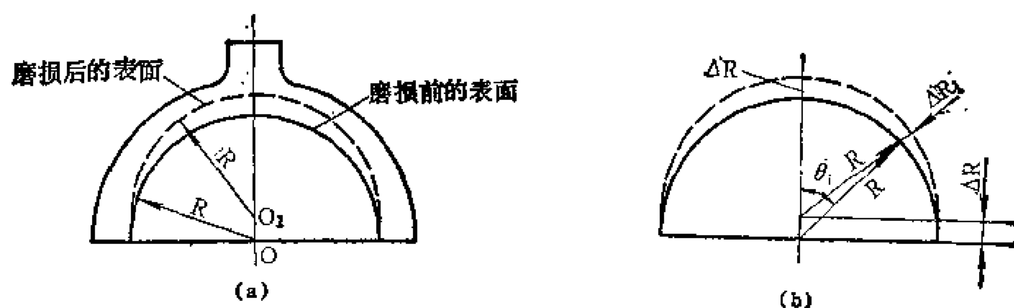


图 25-22　磨具的理想磨耗

只要$\Delta R\ll R$，那么它的精度是足够的，这就是余弦磨削规律。

b. 平面金刚石磨具的均匀磨耗

为了满足金刚石磨具作高速转动的要求，一般将磨盘作为下盘，镜盘作为上盘。且又有上盘摆动和定摆两种形式。

摆动式平面高速精磨　不同工艺条件对磨具和零件(镜盘)的面形精度影响也不相同。一般磨具直径 D_m 略大于镜盘直径 D_l，且摆幅为 $2l\leqslant\frac{D_l}{5}$时，效果较好。当$D_m=D_l$时，并在两者完全接触的情况下，精磨片的分布应内密外疏。当 $D_m>D_l$ 愈甚时，则磨片在边缘上的分布应愈稀。

定摆平面高速精磨　此法之特点是上下盘接触表面内各点相对线速度的模均相等，其值为角速度与偏心距的乘积[2]。由于定摆偏心距比摆动式大，故相对速度大，加工时间短，光洁度好。同时因磨具呈环形可节省 1/4 面积的磨片，冷却液也能畅通。这种环形磨具在所有环带的磨耗系数相等，所以很好的实现了均匀磨耗。磨具第 i 环带的磨耗系数为

$$r_i=\left(a+1-e_0+\frac{r_{oi}}{\theta'_{oi}}\sin\theta'_{oi}\right)\theta_{oi} \qquad (25\text{-}16)$$

式中　θ_{oi}——初始位置的矢径 r_1 与水平轴的夹角；

e_o——两盘轴线偏心量；

r_{oi}——半径；

θ'_{oi}——磨具第 i 环带上被覆盖的有效圆心角；

a——系数（设计模具时，由力的平衡方程确定）。

(3) 冷却液

冷却液又称磨削流体或磨削液。

a. 作用

①冷却作用　当冷却液流经零件和磨具表面时，将热量吸收和带走的能力谓之冷却作用。其散热能力与流体的导热性、比热、汽化热及流量等有关。在一切物质中，水的比热最大，其值为 1 卡/克度，油的比热为 0.4—0.5 卡/克度。水在标准大气压下沸腾时，蒸发热是 540 卡/克，而油类只有 40—75 卡/克。水的导热系数为0.0015卡/厘米·秒·度，油类为0.0003—0.0005 卡/厘米·秒·度。由此可知，水及水溶性流体具有良好的冷却作用，而油类则较差，乳化液介于二者之间。空气的导热性比水差，所以冷却液的泡沫过多，会降低冷却作用。

②润滑作用　这是指其减少金刚石磨具与零件接触时的摩擦能力，即减少磨削力，磨削热和磨具损伤的能力。润滑性好，才能使磨削流体迅速渗入磨具与零件接触表面，並在摩擦表面形成一层牢固的润滑膜，从而减少摩擦，达到保护磨具，提高表面质量之目的。

另外，良好的润滑作用还可防止冷却液在磨具与零件之间的附着作用，迅速的将摩擦热带走。冷却与润滑作用是相互联系与补充的。

③清洗作用　这是指其在加工过程中及时清洗掉玻璃与磨具脱落的碎屑之能力。如不能清洗掉，将会使磨具"釉化"(一般碎屑含量达到4—5%时即可产生）。因此，加大流量及时更换冷却液很重要。

玻璃屑的粒度大部份小于 10 微米，因此很难沉淀，往往要形成胶态。所以除用离心机去除外，还要加入适量凝固剂后再过滤。

④化学作用　常用冷却液是以水为主体，再加入少量的三乙醇胺或乙二醇或甘油等。其中水占 96.5—97%，因此化学作用的物质主要是水。

冷却液与金刚石结合剂的作用　金属结合剂中的铜与空气中的二氧化碳、氧和水能生成两种碱式碳酸铜，铜绿〔$CuCO_3 \cdot Cu(OH)_2 \cdot H_2O$〕和蓝色石青〔$2CuCO_3 \cdot Cu(OH)_2$〕，它们都不溶于纯水，但可以溶于含有少量碳酸钠或碳酸钾（玻璃水解的产物）的冷却液中，並能生成络合物。亦可与三乙醇胺生成络合物。这说明金刚石磨具中的金属结合剂铜，通过上述反应被缓慢的腐蚀，溶解，致使变钝的金刚石颗粒从磨具上脱落，从而使新的金刚石颗粒露出锋芒，这就是磨具的化学自锐作用。

三乙醇胺对二氧化碳的吸收作用　玻璃水解后，除生成硅酸凝胶薄膜外，还有苛性碱($NaOH$)。它与空气中的 CO_2 作用生成碳酸钠(Na_2CO_3)，这些盐类与玻璃接触，则会使玻璃表面产生严重的局部腐蚀。而冷却液中的三乙醇胺是一种较强的有机碱，它可以吸收大量的 CO_2，从而减缓 CO_2 与 $NaOH$ 的作用，提高了零件表面质量。三乙醇胺—水冷却液吸收 CO_2的能力为纯水的 7 倍。

冷却液对PH 值的影响　三乙醇—水冷却液的pH 值变化有两种趋势，一方面由于三乙

醇胺与铜和CO_2的作用，减少了三乙醇胺的碱性，使pH有降低的趋势。另一方面由于玻璃水解后生成苛性碱，使pH值有上升的趋势。此外，苛性碱与二氧化碳的作用，会使pH值略有下降。这些复杂的作用，使pH值总趋势下降，经一段时间后，可达到平衡，趋于定值。

b. 各种冷却液的优缺点

水体系 冷却效果好，有良好的清洗作用。但润滑性能差，易使机件腐蚀。

油体系 具有良好的润滑作用，冷却与清洗效果差。挥发性大，易着火和造成环境污染。但是，对金刚石的保护作用较好。

无机盐类—水体系 这是一种在水中加入少量的无机盐如磷酸钠、磷酸氢二胺、亚硫酸钠等制成的冷却液，其目的是欲改善水的润滑性，但效果不明显。

油—水—乳化剂体系 这是水—油体系的发展，虽具有二者优点，但制备困难，易产生油水分层，污染严重。

多元醇—水体系 这是在水中加入多元醇配制的。生产中多用甘油—水体系。其冷却效果，润滑性好，磨削效率高，但光洁度不理想。一般多用：甘油：三乙醇胺：水＝2：1：100。

非离子型表面活性剂—水体系 这是一种比较好的冷却液，其配方一般为：甘油0.5-1%，三乙醇胺3%，水100%，必要时还可以加入约1%的明矾，以使悬浮物加快沉淀。但对铜有腐蚀作用。

(4) 影响高速精磨的工艺因素

①机床

转速 磨削量与转速成线性关系，而表面凸凹层的深度与磨削量、磨具的磨耗也成线性关系。故欲提高转速时，必须权衡利弊。一般对于$R<50$的小球面可取2400—3600转/分，线速度为4-8米/秒。对于$50<R<150$的中球面，可取800—1600转/分。

压强 压强在1公斤/厘米^{2}以内时，与磨削量成直线关系，当其超过1公斤/厘米^{2}时，则磨削量逐渐变小。

当镜盘作主动运动时，压强与磨削量大致成线性关系。压强的增加与磨具的磨耗量成直线增加。磨小球面时，压强一般为0.5—1公斤/厘米^2。

②磨片

粒度 粒度粗，磨削量大，粒度细，光洁度好。

浓度 浓度与粒度有关，一般应＜50%。

结合剂 第一道精磨要求磨具的形稳性好，故其硬度要求大一些。第二道精磨要求光洁度好，所以结合剂应软一些。同时应考虑到与玻璃的硬度相匹配。

覆盖比 它直接影响磨削量和光洁度。在外力相同情况下，磨削量随着覆盖比的增大而减少，外力越大，这种现象越严重，但光洁度随之变好。在外力不同，而压强相同的情况下，它对磨削量和光洁度的影响不明显，但覆盖比加大时，每个金刚石切削刃担负的切削量少了，故磨具的磨损和形稳性相对变好了。

③冷却液的影响见前述。

④玻璃

玻璃原始表面粗糙度大，去除率高，但在裂纹层磨去后，其磨削速率趋于稳定。玻璃的种类不同，去除率亦不相同，一般硬度大的去除率低。

⑤加工时间

玻璃的去除量随时间的增加而增加，但不一定成正比。这与玻璃的品种有关，与结合剂亦有关，对硬玻璃不一定成正比，但对软玻璃则可能成正比。另外，光洁度不一定随时间的延长而变好。

三、光学零件的抛光

在抛光模基体表面上覆以模层材料，並以抛光剂或其他方法对零件进行研磨而获得光学表面的过程通常谓之抛光。其目的是去除精磨后的凸凹层和裂纹层，使表面达到光滑透明和所要求的表面疵病等级。同时精修表面的几何形状，使之达到规定的面形精度。

（一）抛光机理

关于抛光的机理，目前尚无统一的看法，主要论点[3,4]有：

（1）机械磨削理论

牛顿、瑞利和赫谢尔等人认为，抛光与研磨的本质相同，都是以尖硬的磨料颗粒，对玻璃表面进行微小的切削，它可以在分子大小的范围内进行，使玻璃或其他材料表面凸出部分被切削掉，逐渐形成光滑的表面。其主要依据是被抛掉的玻璃微粒尺寸平均为10—12埃。抛光粉粒度和硬度越大，抛光效率就越高，抛光速率与压力、速度成线性关系。

（2）化学作用理论

这一理论的提出者卡莱认为，抛光过程是在玻璃表层抛光剂、抛光模和水的作用下发生的错综复杂的化学过程，这主要是玻璃表面发生的水解过程。

（3）流变理论

这一理论的主要提出者是克莱姆和斯梅卡尔和拜尔庇等认为在抛光时玻璃表面由于高压和相对运动，摩擦生热，致使表面产生塑性变形和流动，凸起部分将凹陷部分填平形成光滑的光学表面。

（4）机械物理化学理论

这一理论的提出者格列宾席柯夫认为，抛光过程是一个具有机械的、化学的和物理化学作用的综合过程，即在水的作用下产生水解，而形成胶态硅酸层，其在抛光剂作用下，不断被割除，而构成了抛光过程。

（5）表面变质水解层理论

这一理论的提出者认为，抛光机理是在抛光液作用下，玻璃表面产生了变质的水解层，由模具承载的抛光剂的颗粒划出道子过程的反复进行的结果。

综上所述，可以认为，抛光过程中机械磨削作用是基本的，化学作用是主要的。

（二）古典法抛光

古典抛光是指在普通抛光机上用成型模具进行或用手抛光而言。一般采用柏油模，以氧化铈或氧化铁抛光，並以荷重调节压力。

（1）光学表面的成型理论

根据机械磨削作用原理可知，在抛光过程中压力和相对速度是两个非常重要的因素，因此，光学表面的成型理论[5,6,7]可根据F. W. 普雷斯顿假设给出抛光方程

$$H_i=\int_0^T AP_i V_i\,dt \qquad (25\text{-}17)$$

式中　H_i——在 i 点磨去的玻璃层厚度；

A——系数，它与抛光过程的工艺参数有关；

V_i——抛光模在 i 点的相对瞬时速度；

P_i——抛光模在 i 点的相对瞬时压力；

T——加工的持续时间。

如果在抛光过程中，若 P_iV_i 值偏差不大，则积分式可用下列近似式表示

$$H_i = A\,\overline{P_i}\cdot\overline{V_i}\,T \tag{25-18}$$

$$\overline{P_i} = \frac{1}{T}\int_0^T P_i\,dt \tag{25-19}$$

$$\overline{V_i} = \frac{1}{T}\int_0^T V_i\,dt \tag{25-20}$$

式中　$\overline{P_i}$——i 点瞬时压力的平均值；

$\overline{V_i}$——i 点瞬时速度的平均值。

(2) 古典法抛光工艺过程

(*a*) 在普通抛光机上的操作过程

①调整机床，清洁水锅及有关用品。

②检查镜盘质量是否符合抛光要求。

③将镜盘和抛光模在60℃左右的热水中预热，以使二者很快吻合，但新做的抛光模可不预热，平面镜盘不预热。

④将预热好的抛光模（或镜盘）装上机床，並在抛光模或镜盘上涂一层均匀而较淡的抛光剂，将镜盘（或抛光模）覆盖其上，推动几下，手扶铁笔，开动机床。

⑤开始抛光着重于去除麻点，但也要注意光圈变化，应使其逐渐升高。

⑥及时加入适量的抛光剂，尽量加到抛光盘的中间。

⑦抛光适当时间后要及时检查抛光情况，必要时可对抛光模进行修正。具体有刮模法修模（如图25-23所示）和烫模法，若模子太大时，可用60℃左右的热水烫几分钟，然后加抛光剂，放在镜盘上再加工。

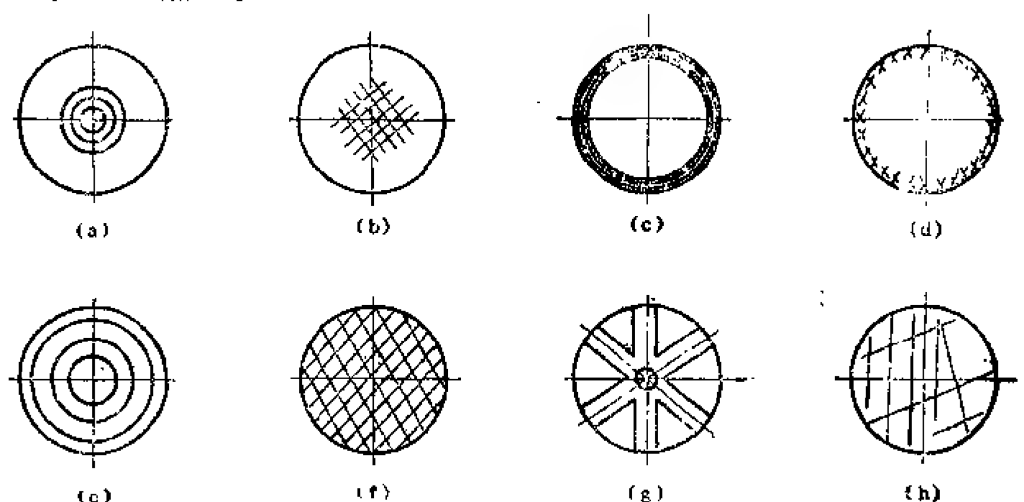


图 25-23　常用刮模图案

(*a*)、(*b*) 光圈低改高；　(*c*)、(*d*) 光圈高改低；

(*e*)、(*f*) 改局部误差；　(*g*) 光圈升高并改局部；(*h*) 改局部误差。

⑧镜盘抛亮后，用4"—6"放大镜检查麻点并检光圈。

⑨在抛光过程中应注意随时检查光圈，表面疵病，及时调整工艺参数。

⑩盘上检查合格后，用温水洗净或擦干净，然后用灯烘干，涂上保护漆后送下道工序。

(b) 手抛及单块修正时的操作过程

①当零件的直径或边长大于100毫米时，可在转速和摆速较慢的普通抛光机上加工，而小于100毫米的，则在脚踏机上加工。

②单块球面加工多在普通机床上进行。

③单块加工主要靠手工操作，要求操作者掌握要领，拿得牢，推得稳，多错位，勤检查，压力适宜，速度适当，抛光粉要加均匀。

④手抛光模应比零件尺寸略大，凸模略大15-20%，凹模约大25-40%。

(c) 在改良的抛光机上抛光

这里主要指在装有“蟹钳”装置或环形抛光模的机床上抛光。由于着力点低，力矩小，加之利用分离器，加工精度高。因此，它适于精密光学零件的加工。

(3) 影响抛光的因素

影响抛光的主要因素有：

①抛光压力与速度：在其他条件适当的情况下，抛光效率与二者近似成直线关系。但在球面抛光时，压力方向与球面各点的法线方向不一致，因此正压力分布不均匀，与铁笔的中心偏角 α 有关

$$P_n = P\cos\alpha \tag{25-21}$$

式中　P——所加压力；

P_n——正压力。

②温度与湿度：抛光过程中的摩擦热，化学反应热、水的蒸汽热、机床工具和工房的温度等都影响着抛光表面的温度、抛光速度、加工精度和表面光洁度。通常工房的温度为23-25℃，湿度为60-70%。

③抛光模层材料：柏油模能承受的压力和速度较小，故抛光效率较低。但它能获得较高的表面光洁度和面形精度。

毛毡和尼绒抛光模能承受较大的压力和速度，故效率较高。但表面质量较差。

环氧树脂、古马隆、聚氨酯抛光模等，能承受高速度高压，可保证Ⅱ级以上的表面质量。

聚四氟乙烯抛光模是在膨胀系数极小的玻璃基底上涂上十几层聚四氟乙烯塑料（内加30%的胶状石墨）制成，其模层厚为0.3-0.5毫米。因其耐高低温性能好，可在+250—−180℃下长期使用。另外其耐腐蚀性和机械性能良好。长期使用和贮存时能保持其面形不变。这是加工高精度（$\lambda/20$—$\lambda/200$或更高）面形的一种极好的抛光模。

④抛光粉：常用的抛光粉有氧化铈（Ce_2O_3），氧化铁（Fe_2O_3），前者属立方晶系、比重7.3，莫氏硬度6—8级，颗粒较大，平均直径约为2微米，且呈多边形。因此，抛光效率高。而氧化铁属于α-Fe_2O_3，斜方晶系，比重5.2，粒度较小，一般为0.5-1微米，外形呈球状，硬度较低（莫氏4—7级）。对光洁度要求高的零件抛光效果较好。另外，还有氧化锆，属单斜晶系，呈白色粉状，莫氏硬度为5.7—6.2，粒度为0.5—1.0微米，抛光效率也较高。

⑤抛光剂

供给量　抛光剂供给量太少时，参与作用的抛光粉颗粒减少，降低了抛光效率。而供应太多时，则由于水量的增加，使玻璃温度下降，化学作用减慢，同样降低了抛光效率。因此，要注意通过试验寻找最佳值。

浓度　抛光剂的浓度用比重或液固比来表示。红粉抛光剂的液固比为4—8时，抛高效率最高。氧化铈抛光剂的液固比为5左右时，效果较佳。

pH值　抛光剂的pH值在3—9范围内时，抛光较稳定。水的pH值为7，故通常用水作液相。红粉抛光剂呈中性，氧化铈抛光剂略偏酸性（pH值为5—6）较好。

添加剂　抛光剂中加入硫酸锌（$ZnSO_4$）、氯化铁（$FeCl_3$）、硫酸铜（$CuSO_4$）等，或在氧化铈抛光剂中加入硝酸铈铵（[$(NH_4)_2Ce(NO_3)_6$]）、氢氧化铈（[$Ce(OH)_4$]）、硫酸铈等都能提高抛光效率。因为盐类中的阳离子对玻璃表面的阴离子具有吸附作用。

（三）准球心抛光

准球心抛光是六十年代发展起来的一种半自动抛光，其主要特点是在一定范围内可提高抛光的压力和速度，因而抛光速率成线性增加，故俗称高速抛光。

（1）、准球心抛光原理

准球心抛光原理如图25-24所示。为了使压力恒定，必须使摇臂头对准零件球心，沿其表面作弧线摆动。摆动轴必须通过下模（镜盘或抛光模）的曲率中心，同时必须保证中心接头的尺寸精度，否则将破坏准球心。

（2）、准球心抛光的优越性

准球心抛光有如下优越性：

①线速度，一般可达100米/分（古典法为50米/分）

②弹簧加压（一般为1—3公斤/厘米²）压力恒定（但抛光模各点的相对速度仍不均匀），磨削较均匀。

③对室温要求不严，抛光液温度可自动调节。

④操作简单，可实现多台看管。

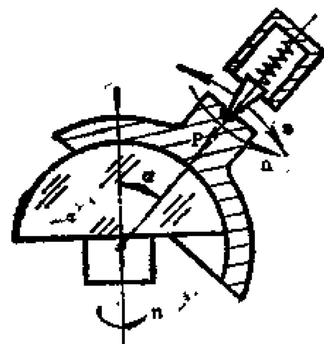


图25-24　准球心抛光原理

（3）、抛光模

对准球心抛光模的一般要求是具有微孔结构、热稳定性要好、具有耐磨性和适当的硬度、较好的抗老化性和较小的收缩率。同时还应具良好的化学活性。

抛光模的材料经历了由天然高分子材料到混合抛光材料及合成高分子材料的发展过程。常用的抛光模有：

柏油混合模　这种抛光模吻合性好，修模方便，制作简单，成本低廉。而且在机械强度，耐磨性和承受压力方面亦较好。但软化点较低，在高速高压下易变形，需经常修改，定时定光圈存在一定困难。其配方见表25-5。

毛毡柏油模　这种抛光模的化学活性较好，因为柏油及毛毡里的羟基及氨基等活泼性基团，能直接与玻璃发生作用，增强了抛光效果。其配方见表25-6。

环氧树脂模　这种模机械强度高，耐热性强，收缩率小，粘合力强，吸水性小，化学稳定性好，形稳性好，抛光效率高。但高分子材料的重复性差，吻合性差，易变光滑，易老化。

表 25-5　柏油混合模材料配方

材　料	规　格	配比	主　要　作　用	注
抛光柏油		100	基本材料	10#建筑石油沥青；特级松香；蜂蜡＝13:86:1
松香改性酚醛树脂	HG2—231—65	50	增加耐热性，提高硬度。	
固体环氧树脂	HG2—741—65	20	增加稳定性，提高抗腐蚀能力。	
羊　毛		5	对各种原料起粘结作用，提高韧性和拉力，延长寿命。	

注：根据采用的原材料与配比的不同，具体可有不同的配方。

表 25-6　毛毡柏油模配方

材　料	规　格	配比	主 要 作 用	注
细毛毡(t＝1.5毫米)	FJ314—66		基本材料	块料
抛光柏油		100	基本材料	
虫胶	滇/QHG4—65	30	增加粘度。	
碳黑		10	填料，增加耐磨性	
橡胶粉	80目以上	5	填料，增加弹性。	

古马隆模　这是一种分子量不很高的塑性物质，具有一定的韧性和润湿性，所制抛光模有良好的吻合性，光洁度好，强度也好，制作简单。但形稳性与寿命较差。

聚氨酯抛光模　这是50年代出现的一种合成材料，它具有良好的微孔结构，强度高，变形小，耐磨性好，抛光效率高，吻合性好，光圈稳定，寿命长，因而获得广泛应用。但制作困难，配料不准时性能差异很大。常用聚氨酯模材料配方见表25-7。

表 25-7　聚氨酯抛光模材料配方

材　料　名　称	数量(克)	作　　用
聚醚204#	100	基本材料
4,4二苯基甲烷二异氰酸酯(MDI)	88	链增长剂
3,3′二氯二氨基二苯甲烷(Moca)	4	交联剂
水	0.8	发泡剂
氧化铈	200	填料，提高抛光能力，
亚硫酸三苯酯	10	增塑剂
发泡灵	1	泡沫稳定剂

这种抛光模材料是先制成柱状，后然切成厚约1毫米的薄片，粘贴在模子上应用的。

(4) 工艺因素的选择

a. 机床

机床不同，工艺因素也不完全相同，一般可注意下列几点：

①抛光速度和压力的增加与抛光效率近似成线性关系，但是应根据抛光模材料性能和粘结材料强度来选择。在高速抛光中对于小镜盘其压力一般不超过0.3公斤/厘米^2。

②摇臂的摆动参数有偏角和摆幅两个，它对光圈影响很大。当凹盘在上，若偏角与摆幅大时，则光圈易变低。反之则相反。当凸盘在上时，偏角与摆幅大，则光圈易变高。反之则相反。

对于半球和超半球的镜盘可取偏角15°，摆幅50°，即左偏10°，右偏40°。对镜盘高于0.85*R*的，偏角可取15°，摆幅40°，即左偏5°，右偏35°较为合适。

③球心不准会引起压力不均匀，光圈难控制。一般机床调整误差不得超过±2毫米。

b. 抛光液

抛光液的影响有下列几点：

①抛光液的液温太低时，零件与模具的吻合性差，易出现擦痕。液温太高，抛光模易变形、光圈难以控制。因此，抛光液的温度应根据抛光模材料来确定，一般可控制在30—33°C之间。

②抛光液的流量太小时，不利于机械磨削作用和热量散发。流量太大时，表面温度降低，不利于化学作用，同时使吻合性变差。一般为900—1000毫升/分。

③抛光粉的粒度可根据表面疵病等级来选择。一般当$B=II$级时，采用1#—2#，当$B=$ III—IV 级时，采用3#，V级以下采用4#—5#。

④抛光液的浓度从0—15%逐渐增加时，抛光效率成线性增加，当浓度超过30%时，抛光效率反而下降，因为水量不足，热量难散。过多的抛光粉堆积在玻璃表面上，抛光压力不能有效地发挥作用。浓度太低，则表面温度下降，同时减少了微小切削作用。一般Ce_2O_3与H_2O之比为1：5—1：7，具体应视Ce_2O_3的品种而定。

⑤抛光液的PH值应选中性或偏酸较好。

c. 精磨后的表面砂眼要细小均匀，光圈应比抛光完工后的光圈低2—3道。

(四) 范成法抛光

范成法抛光的主要特点是零件与磨具轴均为刚性联接，各自作强制转动（如图25-25所示），两轴线相交于O点，夹角为α，模具运动轨迹形成球面。加工时抛光模与零件为环带状面接触，并且两者转速相近。加工精度取决于机床、抛光模的性能和上盘精度。此法最适于加工大曲率半径的透镜。

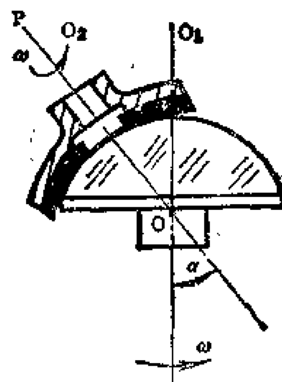


图25-25　范成法抛光原理

(1) 、光圈修改与机床调整

①角度定位法

由$\sin\alpha=\dfrac{D}{2R}$的关系可知，当模具外径不变时，改变α则抛光后的镜盘曲率半径R也随之变化。α减小时，R增大。α增大时，R减小。因此，欲通过改变α来修改光圈时，必须找出$d\alpha$与N_l的关系。其公式如下

$$\alpha=\frac{2D\cdot N_L\cdot\lambda}{\phi_L^2\cos\left(\arc\sin\frac{D}{R}\right)} \tag{25-22}$$

式中 D——模具直径；

N_L——零件光圈数；

λ——波长；

ϕ_L——零件直径；

R——零件曲率半径。

由此可知，当 N_L 改变时，α 角要改变 $d\alpha$，每一道光圈所要调整的角度值往往不到 $1'$。因此可知，范成法对机床的调整要求很高。

②R 定位法

R 定位法亦称球心定位法。它是以模具球心的空间位置为基准，镜盘随模具位置变化作相应移动，而模具轴与零件轴的夹角 α 不变。图 25-26 是 R 定位法调整原理。

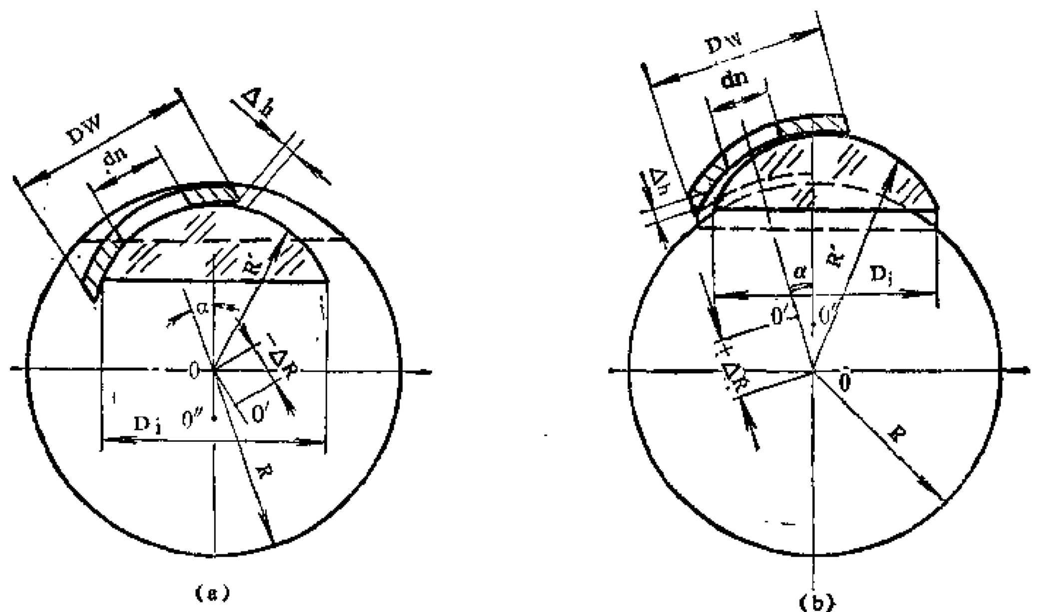


图25-26 R 定位法调整原理

(a) 光圈改高 (b) 光圈改低

图 25-26 (a) 是将凸镜盘的光圈改高，即 R 由大变小。这时模具前进，镜盘后退，结果使镜盘与模具的接触表面之间形成了空气隙 Δh，出现了两者在边缘接触的不吻合状态，加工时使光圈由低变高。而图 (b) 所示则是凸镜盘的光圈由高改低，即 R 由小变大。调整时模具后退，镜盘前进，两者在中间接触，边缘出现空气隙，这样会使中心多抛，光圈由高变低。由此可知，光圈的修改可通过模具球心移动来实现，即改变 R 的大小来进行，因此，机床调整量 ΔR 与光圈的变化为

$$R'=R\pm\Delta R \tag{25-23}$$

式中 R'——调整后镜盘的曲率半径；

R——调整前镜盘的曲率半径；

ΔR——机床调整量（模具前进取“－”，后退取“＋”）。

模具调整后曲率中心由 O 到 O' 时，镜盘光圈由 N 到 N'，光圈变化值为 ΔN，则

$$\Delta N = N - N' = \frac{2}{\lambda}\Delta h \tag{25-24}$$

而

$$\Delta h = \frac{D_j^2}{8R^2}\Delta R$$

所以

$$N_j = \frac{D_j^2}{4R^2\lambda}\Delta R \tag{25-25}$$

此式表示镜盘光圈变化 ΔN_j 与 ΔR 的关系，而零件光圈变化为 ΔN_l，由下式确定：

$$N_j = \left(\frac{Dj}{\phi l}\right)^2 N_l \tag{25-26}$$

所以

$$\Delta N_L = \frac{\phi_L^2}{4R^2\lambda}\Delta R \tag{25-27}$$

由此式可以算出 D、ϕ 为不同值时，修改一道光圈所需之机床调整量 ΔR 值。但需注意，由于抛光模本身的磨损，实际的调整与理论计算值并不完全符合。

R 定位法比较方便，加工一般透镜多用此法。但加工大曲率半径零件时，若 ΔR 一定，那么 ΔN_l 变化很小，用 R 调整定位法就较困难。

(2) 抛光模具

范成法的抛光模具是将厚度为 5 毫米左右的薄形塑料模片用粘结胶粘在金属模基体上，模具为环带状，並且表面制有 1—2 毫米的小孔，成辐射状排列。这种抛光模吻合性能好，散热快，有利于光圈控制。环形模的尺寸可由经验公式确定

$$D_w = \frac{2}{3}\widehat{D}_j \tag{25-28}$$

$$d_n = \frac{1}{3}\widehat{D}_j \tag{25-29}$$

式中　D_w——环状抛光模的外径；

d_n——环状抛光模的内径；

D_j——镜盘弧长。

模具金属体半径 R_m 由下式确定

$$R_m = R_j \pm b \tag{25-30}$$

式中　Rj——镜盘的曲率半径；

b——塑料模片厚度。

(五) 离子抛光

离子抛光是 60 年代出现的一门新工艺。

(1) 离子抛光原理

所谓离子抛光就是把氩 (Ar)、氪 (Kr)、氙 (Xe) 等惰性气体放在真空度为 10^{-2} 毛的真空瓶中，用高频电磁振荡或放电等方法，使气体变成离子，再用 20—25 千伏的电压加速，使它具有一定的动能，然后聚焦成很细的离子束 (直径通常为 0.5—1 毫米) 轰击放在 (10^{-5}—10^{-6}) 真空靶室中的零件之初抛光面，离子束即可将玻璃物质从表面上一个原子一个原子的溅射掉。最后得到高精度表面。加工余量小于 20 微米。离子束除能加工玻璃外，对其他非金属和金属亦可加工。这种方法的最大加工尺寸取决于控制离子束的偏转系统，最

小尺寸则由离子束聚焦直径来决定。

(2) 离子抛光的工艺因素

溅射率　被置换的原子数与轰击的离子数之比谓之溅射率，用 η 表示，它是由离子的能量，材料性能和质量等决定的。其表达式为

$$\eta = e\rho AdNZ/QM \tag{26-61}$$

式中　Q——总电荷，库伦；

A——离子束横截面积，厘米^2；

d——加工深度，厘米；

Z——每个分子的原子数；

M——材料的分子量；

N——阿伏加德罗常数（6.02×10^{23} 摩[尔]$^{-1}$）；

ρ——材料密度；

e——静电荷；1.6×10^{-19}库伦。

溅射深度　抛光离子射入零件表面的最大深度称为溅射深度，一般为 10—20 微米。

加工变质层　离子抛光后的表面，由于加工时有离子注入，会产生加工变质层和残余应力，引起折射率变化。

(3)、离子抛光的特点及工艺过程

①离子抛光特点

精度高　离子加工去除材料的最小单位是原子，其面形精度可达 0.1 微米。

表面光洁度好　离子抛光的能量一般在 100 电子伏特以下，被加速的离子与零件表面的原子核直接进行弹性碰撞，将能量传递给原子核，使表面的原子溅射逸出零件，从而使表面达到精密抛光之目的，这与激光束或电子束热熔加工原理不同，表面不会产生裂纹和变形，故亦称非热加工。所以表面光洁度好，一般约为 0.01 微米。

工艺性能广泛　这种加工方法不受被加工零件面形和材料的限制。除一般光学零件外，还可加工高能激光器的金属反射腔，红外激光和半导体器件中的微型和特殊形状的零件等。

成本昂贵，设备复杂　此种加工方法需要计算机，高真空装置，高精度干涉仪等。

由于离子抛光去除的深度很小，抛光速度很慢，通常为 10 毫微米/厘米^2 小时，所以它只适于加工微型零件，偏离平面或球面较小的非球面和起始精度为 $\frac{\lambda}{2}$ 的高精度平面。

②离子抛光工艺过程

将光学表面用精确的数学公式表示出来；

若加工非球面，用计算机算出与被加工面最接近的球面或抛物面，先用普通抛光法加工到所需的起始精度；

精确测出初加工出的表面精度；

将测量结果与精确计算结果相比较，这个误差即是离子抛光要去除的数量；

将表面误差的数据输入计算机，由计算机驱动离子束作两轴扫描运动。此机直接连接离子束系统，以控制离子束在光学表面的位置和停留时间。

把初步抛好的零件放在 10^{-5}—10^{-6} 毛的真空靶室中进行加工。

（六）固着磨料抛光

固着磨料是一种用聚乙烯醇缩甲醛树脂、聚酰胺树脂和氨基甲酸乙酯树脂等，将氧化铈或金刚石微粉粘结在一起而制成抛光丸片。这种抛光方法工艺稳定，並能够改善环境卫生和零件的清洗。其特点是在形成镜面后，抛光速度下降。在低速、小压力下，形成镜面的时间几乎与古典法相同。模具有自锐作用。表面光洁度好。抛光时切削阻力最大时的主轴转速和所加的压力可相互抵消。此法适于低速低压情况，在供水充分时，抛光 20 分钟左右即可成镜面。再继续抛光时，每隔 3 分钟供水一次，这时抛光量可大幅度增加、具体效果因玻璃不同而异。

（七）电子计算机控制抛光

电子计算机修磨抛光适于高精度光学零件的最后修磨及非轴对称的非球面和大口径零件（口径大于 1 米以上）的加工。因为大型零件的旋转不对称误差和偶然不规则误差，比小零件大的多。

这种加工方法的原理是用计算机控制一个小的光学磨具在零件表面上的运动轨迹、速度和压力等工艺因素来修磨零件表面。将被加工表面划分成若干个相邻的单元，並通过测量确定每个单元应该磨去的余量。零件固定不动，光学磨具沿不规则的途径前进。使在每一次通过的单元上都产生均匀的磨削。磨具的轨迹被精确地控制，它的运动总是向着余量最大的单元方向前进。其修磨、测量、计算和控制的步骤如图 25-27 所示。

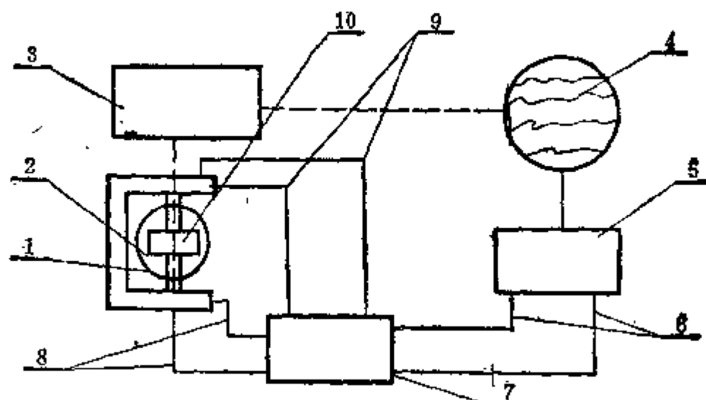


图 25-27 电子计算机修磨原理

1. 零件； 2. 被加工表面； 3. 表面检测装置； 4. 干涉条纹； 5. 电子计算机； 6. 导线； 7. 控制装置；8. 导线；9. 导线； 10. 磨具。

这种方法的优点是工具位置、停留时间、扫描轨迹及操作参数等均可实现最优化，其精度可达$\lambda/80$。因用小磨具修正小面积误差，比用大抛光工具快的多，不会因零件局部误差影响加工精度。不存在模具与零件不吻合问题。另外，小模具可获得较大的压力和较高的转速，提高了抛光效率。

四、抛光完工后光学零件的检验

面形检验

（1）接触式检验

接触检验系指用光学样板检验，其原理系基于等厚干涉，由此可知，第 n 条亮条纹与 $n+1$ 条亮条纹在空气隙上的厚度为

$$h_{n+1}-h_n=\frac{\lambda}{2\cos i'} \tag{25-32}$$

式中 h_{n+1}——$n+1$ 干涉条纹处的空气间隙；

h_n——第 n 条干涉条纹处的空气间隙；

λ—波长；

i'—折射角。

通常看光圈系垂直观察，$\cos i' \approx 1$，因此相邻两条纹之间的空气隙约等于 $\frac{\lambda}{2}$，即每道圈等于 $\frac{\lambda}{2}$。同一干涉条纹对应的空气隙是相等的，因此规则的平面之干涉条纹应为直线型[8]，如图 25-28（*a*）所示。若有微小不平，则干涉条纹即成非直条纹，利用此原理可判断平面的面形误差。

对于规则球面与 h 对应的等厚线是环形，所以球面的干涉条纹呈环状，即牛顿环，俗称光圈。利用干涉条纹的数量和不规则程度，可判断球面的面形误差，如图 25-28（*b*）所示为 $N=1.0$ 的面形。

在白光下检验，通常以红光作为计算 N 值的标准，在单色光源下，则以明暗条纹的周期数计算 N。

a．光圈高低

①观察颜色　在汞灯单色光源下观察时，因其光谱中的 e，g，h 三根线较强，此时在两个面的接触附近，若绿色在青蓝色之外，则表示光圈高，反之则低。

在白光下观察时，若看到中心接触是一个暗斑，随后是一圈圈彩色光环从中心向外扩散，则表示光圈高，其波长的排列顺序：紫→蓝→青→绿→黄→橙→红，反之则表示光圈低。

由颜色的排列顺序可知，若以红色为基准，视黄色与绿色的位置也可来判断光圈高低，若黄色在红色之内，绿色在外，即光圈高，若绿色在红色之内，黄色在红色之外，则是低光圈。

②微压法　从样板的两边或对称的三点同时向下加压时，若光圈由中心向外扩散，变粗减少，则是光圈高（图 25-29(*a*)），如果是由边缘向里边收缩，变粗减少，则表示光圈低（图 25-29(*b*)）。对于平面和大曲率半径的样板或零件，当空气隙小于 $\lambda/2$ 时，常采用边缘加压方法识别光圈高低，加压后，若光圈的中心朝着压点或光圈的弯曲向压点，则表示光圈高（图 25-30(*a*)）。如果光圈的中心远离压点，或弯曲背向压点则是光圈低（图 25-30(*b*)）。

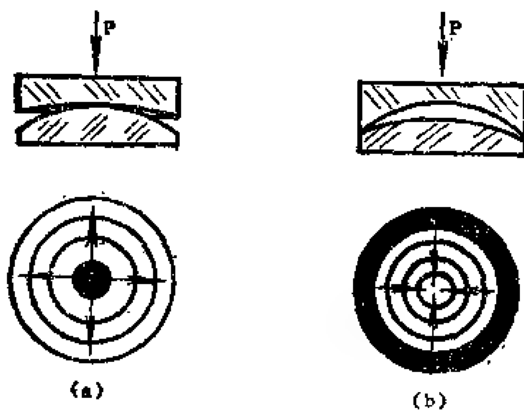


图 25-29　三点加压识别光圈
（*a*）光圈高；（*b*）光圈低。

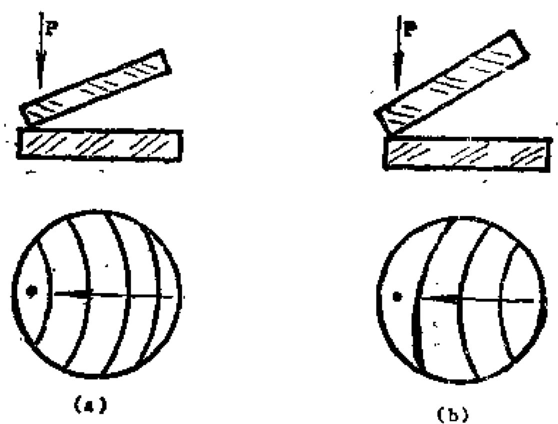


图 25-30　边缘加压识别光圈
（*a*）光圈高；（*b*）光圈低。

b. 光圈的数量

①$N>1$ 的计算　在绿光 (e) $\lambda=0.5461$ 微米下观察时，每道圈可近似视为 0.25 微米，4 道圈为 1 微米。当在紫光 (h)$\lambda=0.4046$ 微米下观察时，每道圈近似为 0.2 微米，则 5 道圈为 1 微米。若在氦-氖激光下 ($\lambda=0.6328$ 微米) 观察时，则每道圈约为 0.3164 微米，即 3 道圈为 1 微米。在白光下观察时，则以彩色条纹出现的周期数作为光圈数 N，常以红色为标准。

②$N<1$的计算　当 $N<1$ 时常用干涉带的弯曲度或以光斑的大小与颜色的差异来判断、估读光圈数。对于平面及大曲率半径的零件，当 $N<1$ 时应为一色状或干涉条纹笔直。若有不大的空气隙存在时，在单色光照明下，则看到的条纹是明暗交替的干涉条纹，在白光下为彩色条纹，其值计算

$$N=\pm\frac{h}{H} \tag{25-33}$$

式中　H——两条干涉条纹之间的宽度；

h——干涉带的矢高。

高光圈取"+"，低光圈取"-"，以小数光圈表示。对于小曲率半径的零件，当 $N<1$ 时，通常利用整个表面上的光斑大小和颜色的差别（色彩的不同和其鲜艳程度）来估算光圈。当两个表面为理想状态时，会出现均匀干涉色，此时 N 及 ΔN 都在 0.1 以下。若表面不甚理想，则颜色不是一色状态，而是有着不同色彩与大小的光斑，此时可根据颜色与空气隙厚度对应关系计算出空气隙厚度，用平均波长换算成光圈数。例如图 25-31 所示，中间呈红色，边缘呈浅灰色，由表 25-10 可查得：

$\Delta h=0.245-0.114=0.131$　微米，则 $N=0.5$。

表 25-10　空气层厚度与颜色的对应关系

空气层厚度（微米）	颜　色	空气层厚度（微米）	颜　色
0.114	第一级 淡灰	0.492	第三级 红
0.148	草黄	0.520	紫
0.168	棕黄	0.552	绛紫
0.245	红	0.602	蓝绿
0.257	第二级 绛	0.666	绿
0.276	紫	0.712	浑黄
0.3[illegible]0	灰蓝	0.828	第四级 白紫
0.432	黄	0.994	灰紫

c. 局部误差的计算

局部误差 ΔN 的计算

$$\Delta N=\frac{h}{H} \tag{25-34}$$

式中　H——两光带之间的宽度；

h——光带不规则程度。

象散性局部误差的计算：

$$\Delta N=N_x-N_y \tag{25-35}$$

式中　N_x——x 轴方向的光圈数；

　　　N_y——y 轴方向的光圈数。

(2) 非接触检验

非接触检验主要是指采用各种干涉仪进行检验的方法。某些干涉仪可能达到的精度，参见表 25—11。各种干涉仪是在克服样板检验法的缺点基础上发展起来的。对于大型光学表面的检测，发展了无参考面的测量法，如波面剪切干涉法，散射板干涉法，以及计算机全息图的干涉仪等。

表 25-11　若干干涉仪的测量精度

用途＼仪器	非索干涉仪	劳意莫尔干涉仪	不等光程干涉仪	泰曼干涉仪	切变干涉仪	多通道干涉仪	散射板干涉仪	全息干涉仪	外差干涉仪	锁相干涉仪	条纹扫描干涉仪	法布里—珀罗干涉仪	相位干涉仪	光电物镜法
光学平面	λ/100			λ/20		λ/500		λ/4	λ/100			λ/20	λ/100	λ/100
大尺寸的光学平面		1.5λ			λ/50									λ/400
平行平板	λ/100				λ/50									
凹球面反射镜			λ/10	λ/10	λ/50		λ/100				λ/100			
凸球面反射镜			λ/10	λ/10	λ/50									
凹非球面							λ/100	λ/4						
凸非球面								λ/4						
透镜表面			λ/10		λ/50			λ/4						
单透镜			λ/10		λ/50		λ/100							
望远物镜			λ/10		λ/50									
显微物镜					λ/50					λ/100				
照相物镜														
棱镜														

另外，采用万能型干涉仪进行波面检测也是一个发展方向。这种仪器的测量精度平面在 $\lambda/20$—$\lambda/50$ 之间，球面为 $\lambda/10$，角度为 0.2″。

表面质量检验

表面疵病

利用目视法（常用 6$^{\times}$ 放大镜）检验透镜、平板或小角度楔形镜，需在透射光下进行。而对于棱镜、楔形角度较大的楔形镜多在反射光下进行。

球面和平面零件的表面疵病也可用仪器检验，前者的原理是通过光束的透过和吸收、测定其散射光大小就可以测定加工表面的划伤、光洁度、路子和斑迹等。而后者则是利用反射表面光洁度与散射光有一定依存关系而工作的，在光线垂直入射时，散射光在角度 α 的方向上单位立体角内的反射强度[8]为

$$I\alpha = Ro\left\{1-\exp\left[-\left(\frac{4\pi\sigma}{\lambda}\right)^2\right]\times\frac{\pi\alpha}{\sin\alpha}\left(\frac{L}{\lambda}\right)^2\times\exp\left[-\left(\frac{\pi L\alpha}{\lambda}\right)^2\right]\right\} \tag{25-36}$$

式中　Ro——完全光滑表面垂直入射时的反射光源；

σ——表面粗糙度的均方根值，

λ——入射光源波长；

L——变换长度，$L=\sqrt{2}\sigma/m$；

m——倾斜方向上表面粗度的均方根值。

此式当$\sigma\ll\lambda$时，才能成立。

角度及平行度的检验

光学零件角度测量有机械法（即用高精度角度块来比较，精度可达2.5″以上）、光学法（精度可达0.1″左右）和干涉法（其精度可达0.1″—0.01″以内）。

平行度的测量常采用自准直法，误差在1″—3″之间。

线性尺寸检验

(1) 透镜中心厚度，一般采用测厚仪，双凸、平凸取最大值。双凹、平凹取最小值。

(2) 棱镜理论高度，一般用V型槽或比较法测量。

(3) 其他线性尺寸，一般只在相互垂直的两直径方向测量。外经取最大值，内径取最小值。

第三节 光学零件的非研磨成型加工

一、光学零件的切削加工

曾有人用硬质合金刀对玻璃进行过切削加工试验，但实际意义不大。为了克服切削玻璃时产生裂纹、碎屑和形成的波纹状刀痕等缺点，又有人进行了将玻璃加热后再进行切削的试验，虽可获得象金属切屑一样的连续切屑。但加工条件很困难。对于用凝胶法低温合成的氧化物玻璃[9]可进行切削加工，因为作为水解及综合产物的凝胶，在加热固化前，具有良好的加工性能，所以可车削或研磨成所需要的各种形状。

利用金刚石刀具切削在红外区工作的金属光学零件已获得了满意的结果[10]。用金属作底层，然后镀铜，并采用金刚石刀切削而成的光学表面与抛光所得光学表面相比，能保证较小的吸收率和较大的反射率。例如直径在150毫米以内的球面反射镜，当波长为10.6微米时，抛光表面的吸收率为0.0088—0.0089，而切削后的光学表面为0.0068—0.0074。前者的反射率为0.987，而后者为0.992—0.994。反射率不仅取决于表面的微观组织，也取决于金属的导电率，抛光所形成的表面层的破坏，导致了导电率减少，反射率下降。金刚石切削后的表面层比抛光表面呈现要好的金属状态。这样的表面氧化速度较慢，破坏阈值比抛光面高，例如抛光的铜反射镜表面微观不平度为70埃（均方根值），破坏阈值为34焦/厘米^2，而用金刚石切削后表面破坏阈值为100焦/厘米^2。因此，金刚石切削法已成为加工大功率红外激光器上各种形状反射镜的主要方法之一。

用来制造光学零件的金属材料多为：铜、铝、镍、铅、黄铜、白金、银、镍-铜、铝-铜、铜-黄金、铜-银、铝-黄金、铜-紫铜、铍、铍-铜、不锈钢等，而且制造的多为平面反射镜，球面、抛物面、椭圆及复曲面等。选择材料时要从成本、性能、耐久性等方面权衡。例如铜镜应具有高的热传导，高温下的低畸变、能经受住剧烈的热冷循环，表面不平度每25.4毫米上为$\lambda/40$，波长为3—25微米时，其反射率为99.4%。由于以上材料的切削性能

好，因而扩大了金刚石车削在加工直径（1—2米）零件方面的应用，解决了研磨法难以加工的困难。

切削加工的精度以平面为最理想，如直径为1—2米的零件，其不平度偏差可达0.04微米/厘米，而加工其他零件时，其精度就要下降一倍，即0.08微米/厘米。

金刚石切削机床一般多为专用精密机床，且采用空气静压轴承顶针，采用喷油法对主轴进行冷却。机床应按装在有防震设置的地板上，工房的温度要保持恒定，温差为±0.06℃，工房内人员要少，不要随意出入。因为每增加一人时，每人体辐射在0.15米范围内要使温度上升0.1℃。同时要使室内整个气压和温度发生变化。

零件顶针和刀具的震动要调整到最小值。零件的动平衡可藉助专用电子仪器来控制，其转速与零件的转速相一致。这种加工方法的关键是设法消除切削时的反弹力。

金刚石刀具的刃磨十分重要，必须保证其具有特别锋利的刀刃。可以磨成直线或具有很小的曲率。一般长度为1.2—5毫米，曲率半径为1.5—2毫米，切削刃的楔形角为77°—85°。要用粒度为0.25微米的金刚石粉研磨，研磨后的表面不得有疵病，并用400ˣ—475ˣ的显微镜检验。研磨优良的金刚石刀具可以切下厚度为750埃的切屑。

用金刚石刀具切削塑料光学零件亦获满意结果。例如加工具有凸凹表面的塑料透镜，当波长为0.63微米时，全直径范围内的球面偏差可达 $\lambda-\frac{\lambda}{2}$，微观不平度为200埃，加工时间约120秒钟[10]。

二、塑料光学零件的压铸与注射成型

光学塑料是一种非晶体有机高聚化合物。自1936年用作镜头以来，就已成为制造光学零件的材料之一（参阅第二十四章第七节）。

压制成型

压制成型就是利用光学塑料的热塑性，在模具内将热状态的粉末、颗粒或塑料毛坯加压制成光学零件的方法。

压铸法　由粉末或颗粒料压制光学零件的方法称为压铸法，一般加温到200℃左右即可，它适用于厚度不等，形状复杂的零件，其工艺过程如图25-32所示。

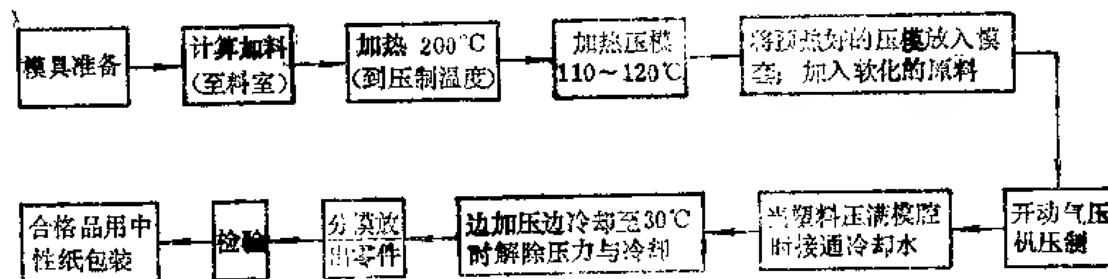


图25-32　光学塑料零件压铸工艺流程

采用这种加工方法应注意以下几点：

①模具设计是压铸工艺成败的关键，模具材料应选择耐腐蚀性好的钢材，如CrMn、CrWMn等，也可用玻璃或化学惰性材料如玻璃炭之类。每一种塑料都有其不同的热性能，特别是膨胀系数与收缩系数。因此，在确定模具尺寸、面形、角度时，要仔细计算与验

证。注意合理的冷却方式。对于复杂的零件还应考虑出模工艺。

②需要镀膜的零件在压制好后应很快镀膜，尽量缩短袭击时间，以降低温度，减少变形。若采用化学镀膜，要注意选择膜料（如应具有相应的光学性能、弹性等），烘膜温度一般不要高于80℃。

③压制工艺参数（包括时间、温度、压力等）的选择，根据机床、环境、原材料和零件形状大小不同，试验确定。

压制法 此法系指将块状和板料等塑料毛坯压制成零件的过程，多适于大而薄的和等厚复杂的曲面零件。总的要求同上。

注射成型

注射成型是将原料在专用料筒内加热到粘滞流动状态，然后以喷射方式注入模腔，再压制出零件。这是在压铸成型的基础上发展起来的，与压铸过程基本相同，只是为了便于注射加温较高，不同的原料其工艺也不完全相同，例如常用之聚苯乙烯的加工要点为：

①将原料先在70℃左右的干燥箱内进行2—4小时的颗料干燥。

②将干燥好的原料转入料筒内，并加热至230—260℃，同时将模具预热到80℃左右。

③开动注射机关，按配好的料量注入模腔。

④模具以200—1400公斤/厘米^{2}的压力压制零件，并同时冷却。

此法可连续操作，控制简便，效率高，节省材料。单模注射成型的焦距精度可达0.5-1%，曲率半径的精度可达$\lambda/4$或更高。同心度达30″，长度公差可控制在0.0076毫米，厚度公差可达0.012毫米。多模腔注射精度焦距为1—2%，曲率半径可达5道圈，非球面可控制在10道圈。塑料透镜的分辨率一般可达50—44线对/毫米。

铸造成型

这是利用某些单体聚合时固化这一特点来实现的。常用热塑性和热固性塑料液态的单体在固化剂存在时，用加热或光照使其聚合，反应在模中进行，待充分固化后，从模子中取出零件。对于特殊塑胶也可采用电子计算机控制的离心铸造法。

聚合物光学件在压铸前应将粒料在真空烘箱中烘干至含水量不大于0.06%[11]，这样不会产生气泡。在设计模具时要考虑到这种材料的收缩率0.02—0.04%，模具面形要求$N=2$，$\Delta N=0.2$，光洁度▽14。加热温度因材料牌号不同而异，一般为150—250℃。

流延成型

对于塑料单体或溶于溶剂中的塑料溶剂，利用其流动性，在成型板上流延成型。它可用于制作以玻璃为基底的敷以塑料成型薄膜的组合元件，也可用于制作偏振片，滤光片等。

三、光学零件的复制加工

复制工艺主要适用于制造非球面、多面体、直角棱镜以及特殊结构的零件。此法加工的面形精度为$N=0.2$—5，角度误差$\alpha=10''$—$60''$，如果措施得当亦可达$1''$—$10''$。复制的光学零件可在温度-60℃-$+70$℃，和相对湿度为100%的条件下正常工作。对一般溶剂和药品的作用较稳定。复制工艺过程，取决于零件的结构，一般零件的复制工艺过程如[12]图25—33所示。

在复制过程中应注意：

精心设计模具 复制模的优劣十分关键，为保证有足够的刚性，其尺寸一般要比零件大

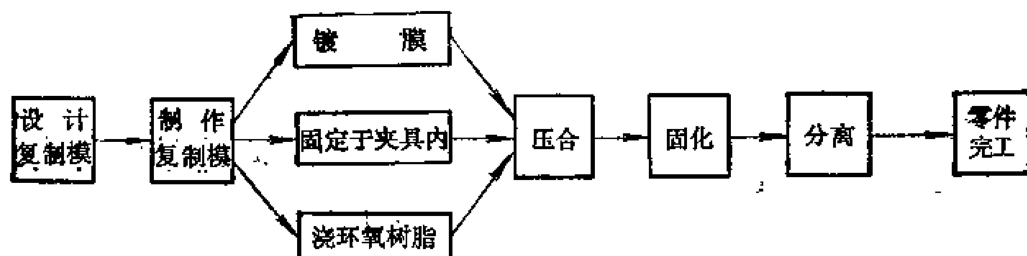


图 25-33　光学零件的复制过程

1/4，直径与厚度之比约为6。模具表面质量应与零件所要求的表面质量相同，其材料可根据零件的精度和光洁度来选择（见表25-12）。

表 25-12　复制模材选择顺序

顺　序	零件要求高时	顺　序	零件要求一般时
1	天然石英或熔融石英	1	硬质合金
2	特殊玻璃	2	不锈钢
3	派勒克斯玻璃	3	天然石英或熔融石英
4	不锈钢	4	特殊玻璃
5	硬质合金	5	派勒克斯玻璃

玻璃复制模较好，其优点是可以利用加工玻璃光学零件的经验和技巧，所获面形精度和光洁度好。复制出来的零件表面质量可优于原品。

合理选择制造法　非球面复制模可采用一般非球加工方法，粗磨和精磨成型后，最好用数控机床抛光加工。多面体和直角棱柱体反射镜的复制模可整体加工，亦可分成几个部分加工，最后进行光学检验。

为经济起见，可采用二次复制法。首先用普通方法加工出高精度母模，利用这个母模复制出复制模，然后再用此复制模复制光学零件。

镀薄膜　镀膜包括镀分模膜保护膜和光学膜等。分模膜膜料有金、银、铜、铝等软金属及有机脱膜剂等，其中以铜最好，膜厚一般为 100 毫微米，而铜膜的厚度则以刚好不透明时最佳。有机脱膜剂有过硬腊、油脂、硅酮等长链聚合物，这些膜料在高温时脱膜效果良好，但在常温时要形成稠而硬的淀积层，使零件面形精度和光洁度受到影响。常用的有 704 硅油（相当于扩散泵用硅油）。采用喷和真空蒸发镀均可，其厚度最好不超过 10 毫微米。

光学膜在复制前可镀在复制模的分模膜上，也可在复制后镀在零件上，但此时应考虑到环氧树脂的烘烤与膜层的牢固性问题。常用的反射膜有铝膜、一氧化硅保护的铝膜或金膜及氟化镁保护的铝膜等，其反射率可达90%。常用的增透膜是氟化镁，亦可镀以多层介质膜。

镀膜前要将复制模仔细清洗，玻璃复制模的清洗顺序如图 25-34 所示。金属模的清洗则

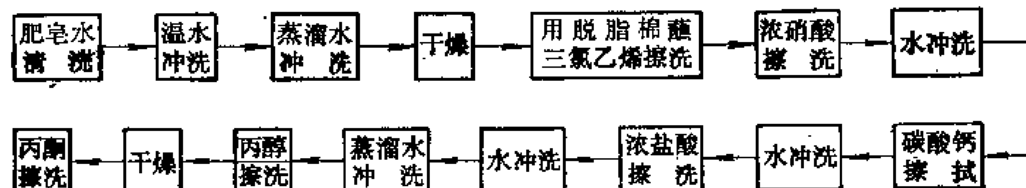


图25-34　玻璃复制模的清洗

省去其中所有酸洗和碳酸钙擦拭即可。

在真空镀膜机上镀膜时，模具应距蒸发源380毫米以上，真空度为5×10^{-5}毛。(6.65×10^{-3}帕斯卡)。反射膜厚为1微米，增透膜则视设计要求而定。膜厚控制与一般光学零件镀膜相同。镀膜时最好采用一步法完成分模膜、保护膜和光学膜。

选基体　基体是复制光学零件的基本组成部份，光学表面直接复制在基体表面上。基体材料一般有铍、铝、玻璃、派勒克斯玻璃、石英、锰、塑料、花岗岩、大理石、氧化铝、黄铜、青铜、钢、钛等，具体可根据零件结构要求选择。但透射光学零件必须用玻璃。反射镜的基体可做成蜂窝式或采用加强筋，以减轻重量，提高刚性。当零件直径在150毫米以内时，直径与厚度之比为6—8。基体的面形精度要求比零件低10倍，光洁度均方根值在32微米以内。

根据基体材料的不同，可采用不同的相应加工方法制造。

设计夹具　设计夹具时应考虑保证复制模的精度和环氧树脂层的轴向厚度，以及周围密封问题。

环氧树脂的选择与浇灌　选择低温固化的环氧树脂较理想，其流动性好，固化时收缩小，透光性好，与玻璃及其他基体材料的粘附性好，光学均匀性好，折射率稳定，容易保证零件的面形精度。几种低温固化的树脂性能见表25-13。

表 25-13　几种透明低温固化树脂性能

树脂名称	固化后性质	固化温度(°C)	线性固化收缩率(%)	折射率(n_D)	软化点(°C)	线膨胀系数/°C
环氧树脂	硬	室温—150	0.1—2	1.56—1.58	80—150	$4.5—6.5\times10^{-5}$
聚酯	硬	室温—60	5—8	1.54—1.55	150	$5.5—10\times10^{-5}$
硅酮	软	室温	2—4	1.42—1.44	200	$25—30\times10^{-5}$
氨基甲酸乙酯	软	室温—80	2—5	1.52—1.54	120	$10—20\times10^{-5}$
聚苯乙烯	硬	室温—60	4—6	1.58—1.59	150	$6—8\times10^{-5}$
聚乙烯	硬	室温	5—10	1.48—1.50	70	$5—9\times10^{-5}$

由表中可以看出，环氧树脂的固化收缩率最小，这是保证零件面形精度的关键，流动性好可以保证浇注顺利，填满基体和复制模之间任何细小的孔隙，而不会产生浇灌不足现象。考虑粘附性是为了保证复制品的光学表面层不至从基体上脱落，膜层不会与环氧树脂层分离。透光性、光学均匀性和折射率是制造透射光学零件必需的特性，选择材料时必须保证。

把制备好的环氧树脂液体浇注在模具表面，使基体下降到位，在基体压力作用下，树脂从中心向四周流动，填满模腔。此时要注意防止产生气泡。在浇灌过程中树脂和大气接触，树脂中的胺类固化剂会吸收大气中的湿气，导致固化后的树脂表面质量变坏。为此，亦可采用重力送进法或注射法浇灌环氧树脂。环氧树脂层的厚度以0.05—0.5毫米为佳。

固化温度　一般采用30℃作为标准固化温度，这时模具材料和基体材料具有广泛的选择性。适当提高温度可加快固化。

固化收缩率的补偿　为了使收缩率达到最小，一般可加入填料，但要考虑到对光学性能的影响。透镜用典型环氧树脂的收缩率为2%左右，其中1.2%发生在液相聚合过程，这可以得到补偿，其余的0.8%是固相收缩，要影响精度。

粘结强度 为保证环氧树脂和光学薄膜之间的良好粘结，须采取必要措施。

注意清洗 玻璃基体要用丙酮—du波尔液体阴离子去垢剂—酒精清洗，再用硅烷型表面助粘剂进行化学处理。硅烷具有双官能团，能与有机聚合物和玻璃起反应形成共价键结合，使环氧树脂和玻璃结合牢固。

在复制前在复制模上镀膜，通过浇灌环氧树脂，使其单体在未固化的液态条件下浸润到膜层中去，使结合牢固。这种浸润作用亦可认为是物质的表面自由能作用，环氧树脂聚合物的表面自由能比固体金属的表面自由能要低得多，因而低自由能的物质流体能牢固地粘附在高自由能的固体物质上。

最后，将复制好的零件在80℃下烘烤2小时也可提高牢固度。

第四节 透镜的定中心磨边

当透镜存在中心偏差时，光学系统的共轴性就要被破坏，引起彗差，色差等，从而降低成象质量。所以抛光后的透镜都应进行定中心与磨边，使光轴与几何轴的重合程度达到规定的要求。

一、定心方法及原理

光学定中心法

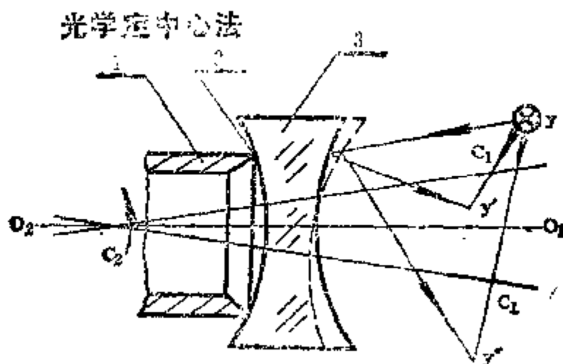


图25-35 表面反射象定中心

1. 接头；2. 粘结胶；3. 零件。

(1) 反射象定中心

透镜表面直接反射象定中心是一种目视判断方法，精度较低，一般为0.03毫米。其原理如图25-35所示。

操作时将透镜粘结在接头上，其球心C_2重合于接头的中心轴O_1O_2，灯丝y的象y'和y''因透镜外表面的跳动而旋转，此时球心C_1也同时跳动。当移动透镜使灯丝象y'不动时，即表明定好了中心。

(2) 透射象定中心

此法之原理是根据光通过被定中心透镜所成象的跳动与否进行定心。即采用显微镜观察被定心透镜的焦点象，当透镜旋转时，焦点象不动，或跳动在允许的范围内，即达到定心目的。其精度在0.01—0.1毫米范围内。

(3) 球心反射象定中心

这是采用一个自准显微镜如图25-36所示，使透镜的球心C_1与显微镜的工作点O相重合，十字丝象的跳动量用带网格分划板的读数显微镜来测量，其格值为

$$n = \frac{4C\beta}{b} \qquad (25-37)$$

式中 n——十字丝象的跳动格数；

C——透镜前表面中心偏差；

β——显微镜的横向放大率；

b——分划板的格值。

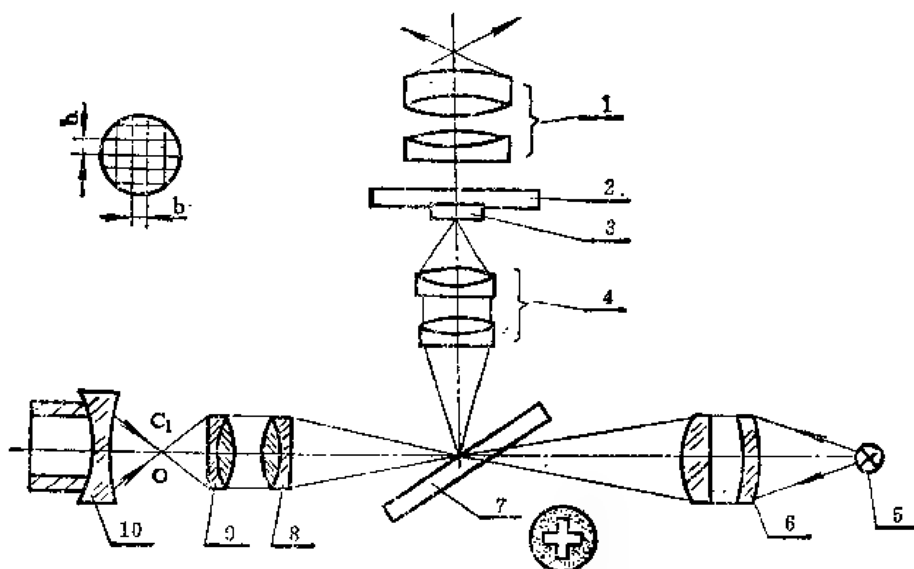


图 25-36　球心反射像定中心

1. 10×目镜；2. 毛玻璃；3. 分划板；4. 10×物镜；5. 光源；6. 聚光镜；7. 反光镜；8. 固定物镜；9. 可调物镜；10. 零件。

机械定中心法

机械定中心法有卧式与立式两种，其定心精度与夹紧角有关，一般为0.01-0.07毫米。如图 25-37 所示系卧式定心示意图。

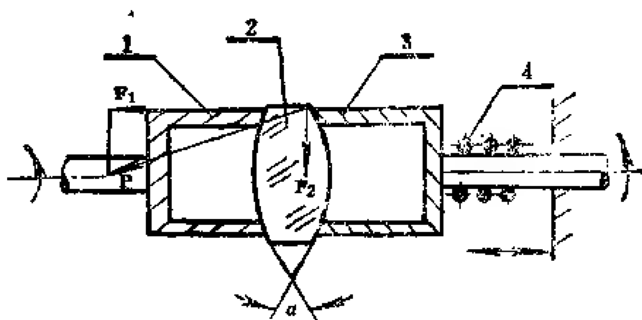


图 25-37　机械定心法

1,3—夹头；2—零件；4—弹簧。

这是利用一对同轴性很高，且端面精确垂直轴线的定心夹头 1、3，藉助弹簧 4 的力量，使夹头将零件 2 夹紧。夹头 1 只能转动，夹头 3 既能转动，又能在装夹零件时沿轴线移动。当透镜装夹上处于非定心状态时，由于透镜的边缘厚度不等，所以受力不平衡，这时 P力可分解为 F_1 和 F_2，当F_1与反作用力平衡时，F_2 将克服两夹头的摩擦力，使透镜沿垂直轴线方向移动，直到 F_2 小于或等于摩擦力在该方向上的分力时，透镜不再移动，使光轴与夹头轴线达到一定的重合精度，从而达到定心目的。

（1）夹紧角的计算

夹紧角系指在夹头轴线的平面内，透镜与两夹头接触点的切线之间夹角。计算时应分别计算透镜单面夹紧角 α_1 或 α_2。其关系式为

$$\operatorname{tg}\alpha_1=\frac{D}{2\sqrt{R_1^2-\dfrac{D^2}{4}}}\tag{25-38}$$

式中　D ——夹头直径；

R_1——透镜的曲率半径。

透镜能产生定心力 F_1 的条件，必须符合下式

$$\mathrm{tg}\alpha_1 \geqslant \mathrm{tg}\varphi \qquad (25\text{-}39)$$

式中　φ——摩擦角。

同理

$$\mathrm{tg}\alpha_2 \geqslant \mathrm{tg}\varphi \qquad (25\text{-}40)$$

则

$$|\mathrm{tg}\alpha_1 \pm \mathrm{tg}\alpha_2| \geqslant 2\mathrm{tg}\varphi$$

由于α_1、α_2、φ角很小，故可得

$$|\alpha_1 \pm \alpha_2| \geqslant 2\varphi \qquad (25\text{-}41)$$

$$\varphi = \frac{|\alpha_1 \pm \alpha_2|}{2} \qquad (25\text{-}42)$$

式中$\alpha_1 \pm \alpha_2 = \alpha$，即总夹紧角，对双凸、双凹透镜取＋，弯月透镜取－。因为α_1、α_2很小，可用（$\sin\alpha_1 \pm \sin\alpha_2$）代替（$\alpha_1 \pm \alpha_2$）。用定心值$Z$代替$\varphi$角，则定心条件为

$$Z = \frac{\dfrac{D_1}{R_1} \pm \dfrac{D_2}{R_2}}{4} \qquad (25\text{-}43)$$

式中　$D_1 = D_2 = D$——夹头直径；

R_1、R_2——透镜曲率半径。

由上式可知，Z与透镜曲率半径R_1、R_2和夹头直径D有关，因此，在夹头直径不变时，R越小，定心精度越高。

机械法常用于曲率半径小于180毫米的透镜，直径在6—70毫米的透镜定心精度可达0.01毫米。另外，定心还与摩擦系数有关，光学玻璃与钢夹头之间的摩擦系数一般为0.15，则：

$Z>0.15$时，相当于$\alpha>17°30'$，定心良好，$Z=0.10$—0.15时，$\alpha=12°$—$17°30'$，定心较差；$Z<0.1$时，$\alpha<12°$，不能定心。如果偏心差要求高或夹头系采用摩擦系数较大的材料（如尼龙等）制成，则夹紧角选择大于20°较好。摩擦系数愈小，定心精度愈高，而摩擦系数与润滑情况有关（见表25-14）。

表 25-14

润　滑　剂	无润滑剂	油性冷却液	润　滑　油
偏心量(毫米)	0.003	0.0012	0.0006

（2）夹头直径

夹头直径一般比透镜直径小0.2—0.3毫米。

（3）弹簧压力

弹簧压力一般为3—5公斤。弹簧压力P与Z值和磨削压力F有关，即

$$P \geq \frac{3}{4} \cdot \frac{F}{Z} \qquad (25\text{-}44)$$

F取决于砂轮的进给量，透镜形状、加工时间等因素。

光学电视定中心法

此法系采用自准显微镜测量被定中心表面球心反射象的跳动，并通过电视象屏显示定心误差，其原理如图25-38所示。

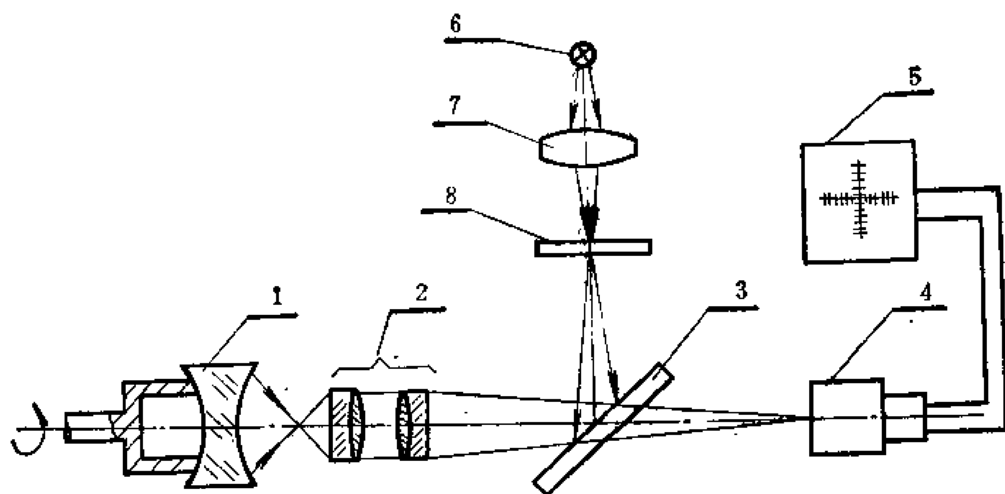


图 25-38 光学电视定心原理

1. 零件；2. 自准直仪物镜；3. 半透半反射镜；4. 电视摄象管；5. 电视显示屏；6. 光源；7. 聚光镜；8. 分划板。

当机床主轴转动时，由物镜 2 射出的光线聚焦在透镜外表面的球心上，经过透镜外表面的球心反射后，成象于摄象管 4 的光电阴极面上，通过闭路电视系统，在显示屏上可观察到球心反射象的跳动。

光学电视定中心法的定心误差包括粘结面和非粘结面的误差总和。这两个面的误差是独立产生的，粘结面的定心精度主要取决于夹具端面的垂直度，如果定心夹具端面与回转轴线的垂直度误差为±α，则当夹具回转时，可以看到 4α 的直径跳动。非粘结面的定心精度可由下式求得

$$\frac{1}{N}\times\frac{1}{\beta} \tag{25-45}$$

式中 N——电视摄象管的分辨率；

β——显微镜的横向放大率。

由此可得非粘结面球心离开主轴回转轴的垂直距离为

$$\Delta=\frac{1}{4N}\times\frac{1}{\beta}=\frac{1}{4N}\times\frac{f_1}{f_2} \tag{25-46}$$

式中 f_1、f_2 分别为显微物镜前后组透镜的焦距。如果取 $N=35$ 对线/毫米，$\beta=3$，则

$$\Delta=\frac{1}{4\times35}\times\frac{1}{3}=0.0024\text{ 毫米。}$$

若以角度表示时，则非粘结面可能存在的最小定心角值 $\alpha=\frac{\Delta}{R}\cdot206265$秒。由此可知，光电定心法的精度比普通光学法高，而且快，适合大批量生产。

二、定中心磨边工艺因素的选择

(1) 磨边余量

透镜定中心磨边余量系指为了校正中心偏差所留的最小磨削量，其大小可根据零件的精度、焦距、直径以及从粗磨到抛光完工后所能保证的边缘厚度差等因素决定。

①根据经验数据给定

对于焦距不太长（$f<300$毫米，弯月透镜除外）和中心偏差要求不高的零件，磨边余量可按经验给定（见表25-14）。

表 25-14

透镜完工直径(毫米)	2—4	4—10	10—20	20—35	35—60	60—100	>100
磨边余量　(毫米)	0.6	0.8	1.2	1.6	2	2.5	3

②由计算确定

对于难定心的透镜，其磨边余量必须通过计算确定。近似计算

$$\Delta\phi = \Delta t\frac{f'}{\phi} \tag{25-47}$$

式中　$\Delta\phi$——定中心直径的磨边余量；

Δt——加工中能控制的透镜边缘厚度差；

f'——透镜焦距；

ϕ——透镜完工直径。

精确计算时，可按下式

$$\Delta t = \frac{\phi C}{f'(n_D-1)} \tag{25-48}$$

式中　Δt——透镜边缘厚度差的允许值；

ϕ——透镜完工直径；

f'——透镜焦距；

n_D——透镜材料的折射率；

C——中心偏差，以象方节点离开几何轴的垂直距离计算。

由（25-48）式计算出的Δt值，如果比加工所能达到的精度低或相近，则说明只要在粗磨、精磨和抛光中注意控制边厚差就足以保证中心偏差达到所要求的C值。这时只需考虑去除粗磨、精磨和抛光所产生的崩边就行了。如果Δt值比加工所能达到的精度高，则说明通过控制边厚差还不能达到规定的C值，还必须给磨边工序留下一定的余量，通过定心磨边才能最后校正中心偏差。这时透镜的磨边余量$\Delta\phi$可由加工中所能控制的边厚差Δt公式计算出，Δt与$\Delta\phi$之间的准确计算式为

双凸透镜　$$\Delta t = \frac{\Delta\phi(\phi+\Delta\phi)(R_1+R_2-d)}{2R_1R_2} \tag{25-49}$$

双凹透镜　$$\Delta t = \frac{\Delta\phi(\phi+\Delta\phi)(R_1+R_2+d)}{2R_1R_2} \tag{25-50}$$

平凸平凹透镜　$$\Delta t = \frac{\Delta\phi(\phi+\Delta\phi)}{2R} \tag{25-51}$$

正月透镜　$$\Delta t = \frac{\Delta\phi(\phi+\Delta\phi)(R_1-R_2+d)}{2R_2(R_1-h_1)} \tag{25-52}$$

负月透镜　$$\Delta t = \frac{\Delta\phi(\phi+\Delta\phi)(R_1-R_2-d)}{2R_2(R_1-h_1)} \tag{25-53}$$

式中　Δt——加工中能控制的透镜边厚差；

ϕ——透镜直径；

R、R_1、R_2——透镜曲率半径（均按绝对值计算）；

h_1——透镜凸面矢高；

d——透镜中心厚度；

$\Delta\phi$——透镜的磨边余量。

计算时可先给定Δt求出$\Delta\phi$，也可先给一个$\Delta\phi$值，然后计算Δt值（可按近似法计算），若计算出的Δt值在加工时能达到，则磨边余量就按所设计的$\Delta\phi$值给出。在粗磨时最好能保证Δt值达到计算值的$\frac{1}{2}$，必要时精磨抛光后的Δt值应为计算值的$\frac{1}{3}$—$\frac{1}{2}$。计算时还应注意：磨边余量不能过大，通常$\Delta\phi$不超过8毫米。如果$\Delta\phi$为8毫米，Δt仍不够大时，加工时只好设法控制Δt来保证C值。

对于较硬的材料（如石英之类），应特别注意控制边厚差，以尽量减少磨边余量。

如果透镜增大直径余量后成为薄边零件，那么必须保证边缘厚度不小于0.5毫米。

（2）磨边方式

磨边方式因机床不同而异，常用的几种磨边方式如图25-39所示。常用砂轮见表25-15。

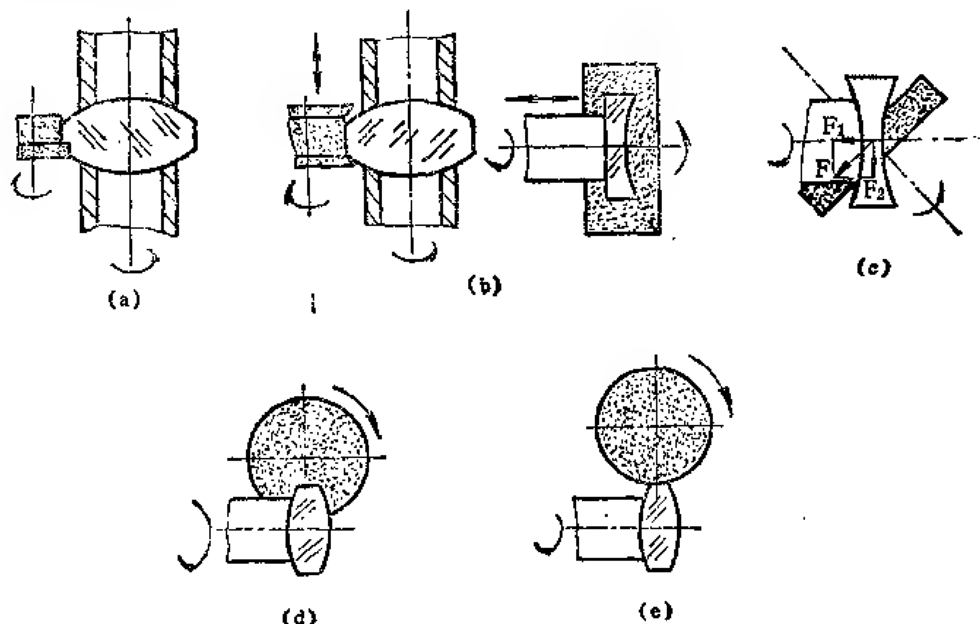


图25-39　常用磨边方式

(a) 成型磨边；(b) 平行磨边；(c) 倾斜磨边；(d) 端面磨边；(e) 垂直磨边。

表 25-15　磨边常用砂轮

类　别	粒　度	线速度（米/秒）	适用范围(毫米)
碳化硅	120#	32	ϕ>80
碳化硅	180#	28	ϕ28—80
碳化硅	180#—240#	25	ϕ<25
金刚石	240#	34	ϕ>50
金刚石	280#	32	ϕ<50

①定中心磨边接头的设计

设计接头时应考虑工作部分与机床连接部分的同轴性和垂直度，与零件的接触面积应尽量小。接头壁厚约1毫米，工作端面应制成45°，端面光洁度为∇_{10}，材料一般为$H62$黄铜。对于不能修正的接头，可采用炭钢$T8$制造。接头粘接部分的外径应比零件完工直径小0.15—0.3毫米。接头与机床连接部分有螺纹和螺纹加导向部分两种。

②磨边胶的选择

磨边粘结胶应有足够的粘结强度，软化点较低，容易从接头或透镜上清除，呈中性。常用磨边胶见表25-16。

表 25-16　磨边胶

配方 编号	松香(1 级) (%)	虫胶(%)	矿物油 (%) (航空汽油)	蜂蜡 (%)	用　途
1	50	50			用于大透镜及特殊件。
2	86—95		14—5		用于中小零件。
3	90—95			10—5	

③倒角

到角有组合磨轮倒角或砂轮倒角、用散粒磨料和倒角模倒角以及混合砂模倒角（图25-40）等方法。混合砂模倒角模的制造方法是：把W28或280*碳化硼：松香：虫胶＝75：15：10的混合物，在铁锅内加热熔化，搅拌均匀，和做柏油模一样，压在倒角模表面上，其厚度为1—3毫米。用这种模倒角可比散粒磨料倒角提高功效2倍以上，且不易划伤抛光表面，操作方便，利于清洁。倒角时零件的装夹可采用粘结法、弹性夹紧法或真空吸附法。

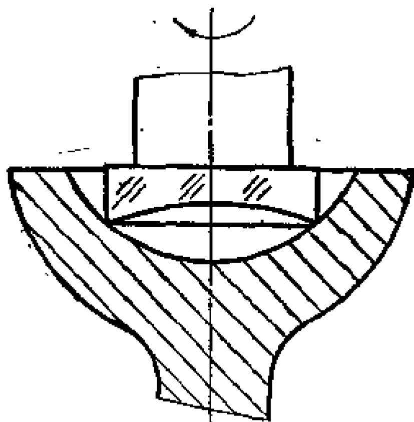


图25-40　混合砂模倒角

第五节　光学零件的辅助加工

在光学零件制造过程中，辅助工序是必不可少的，而且在一定程度上直接关系着光学零件的质量和生产效率。

一、上盘

精磨抛光前，可根据零件的结构形状、尺寸精度、技术要求以及生产批量合理选择上盘方法。

弹性上盘

弹性上盘是用火漆，把光学零件粘结在胶模（粘结模）上的一种方法。火漆俗称柏油或粘结胶，其主要是由松香、沥青及中性填料等所组成。

弹性上盘是一种传统的古典方法，因其胶层厚度大，加工过程中易变形。在冷却过程中

因收缩对零件产生拉力，下盘后零件易变形，特别是薄形高精度零件，较为明显。目前已适用于透镜及中等精度的平面镜或其他形状的零件。

(1) 透镜弹性上盘

(a) 火漆团上盘

这是用一定厚度的火漆团把零件粘结在粘结模上而成为镜盘的方法，如图 25-41 所示。

火漆团的尺寸厚为 0.1—0.15d，直径为0.8—0.9d(d为零件直径)。其制作方法可采用手工、模制或其他方法。

(b) 火漆点上盘

这是一种用火漆点将零件粘结在粘结模上的方法，它多用于直径大于 40 毫米的透镜。

(c) 火漆条上盘

用火漆条将零件粘结在粘结模上而成盘的一种方法，它适用于棱镜、平面镜、棱形镜等方形或圆形零件的上盘。

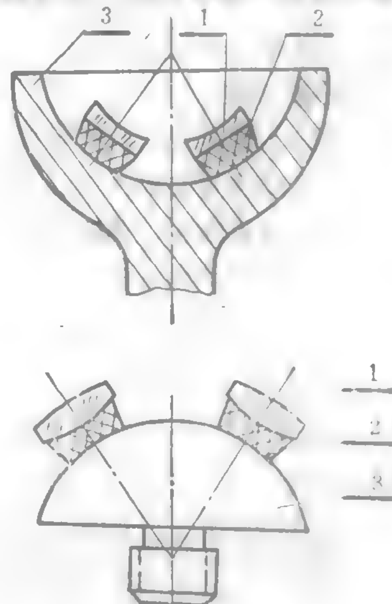


图 25-41　透镜弹性盘

1. 透镜；2. 火漆团；3. 粘结模。

(2) 棱镜的弹性上盘

棱镜的弹性上盘是利用粘结胶将棱镜胶在与棱镜形状相适应的带槽夹具上。这种方法适于中等精度的零件。用此法加工的平度和光洁度好。角度精度可在上盘前用手修保证。

(3) 平面镜的弹性上盘

平面镜加工多用火漆点上盘。

刚性上盘

刚性上盘是用一层较薄的粘结材料（常用浸渍粘结胶的布或专用刚性上盘胶（见表 28-17），将零件粘结在胶模的专用承座上的一种方法。图 25-42 所示是平面刚性上盘。

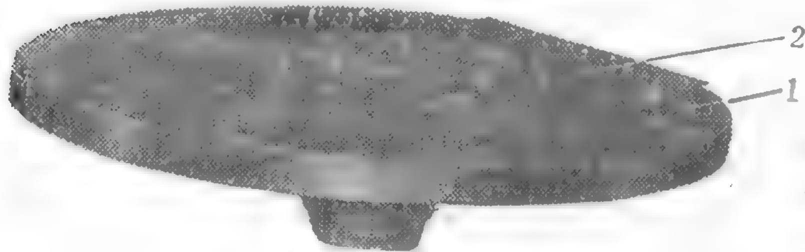


图 25-42　平面刚性上盘

1. 胶平模；2. 零件。

刚性上盘与弹性上盘的根本不同点在于：弹性上盘是以被加工面作为定位基准，而刚性上盘则是以粘结面作为定位基准。弹性法胶层较厚，刚性法胶层薄，这就克服了弹性上盘易变形的缺点，并能承受高速高压磨削。刚性上盘可从粗磨前的上盘，直到抛光完工，简化了

表 25-17　刚性上盘胶

胶号	材料配比(%)				性能指标				
	古马隆	酚醛树脂	沥　青	碳酸钙	软化点(°C)	变软温度(°C)	体膨胀系数(%)	抗拉强度 公斤/厘米²	抗剪强度 公斤/厘米²
1	50—55		30—25	20	85	40	0.97	15.5	15
2	30—25	20—25	30	20	100	50	0.98	23	32
3		45—50	35—30	20	120	70	0.82	19.3	44

注：1 号用于室温低于 20°C 以下。2 号用于室温 20°C 左右。3 号用于室温 27—28°C。

上盘工序。刚性上盘的缺点是粘结模（又称硬胶模）设计制造较为复杂。它适于中等精度的透镜大批量生产。

石膏上盘

石膏上盘多用于中等精度（低于 3′）的棱镜加工，如图 25-43 所示。石膏上盘是以加工面做为装夹基准的，因此装夹的本身不能提高棱镜的角度精度，而且在石膏凝固过程中，由于石膏体积膨胀，使镜盘表面变凸，导致角度精度降低。为了克服这一缺点，在其中常加入膨胀系数为负的水泥，石膏与水泥之比为 2：1。

加工直角棱镜时，为抵消石膏膨胀时零件受力不平衡，可在零件上胶一块补偿镜。

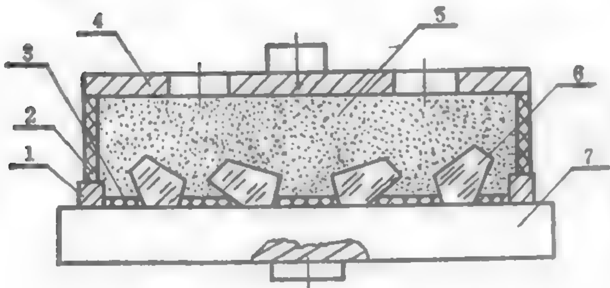


图 25-43　石膏上盘

1. 垫圈；2. 挡圈；3. 石蜡；4. 粘结平模；5. 石膏；6. 零件；7. 贴置模。

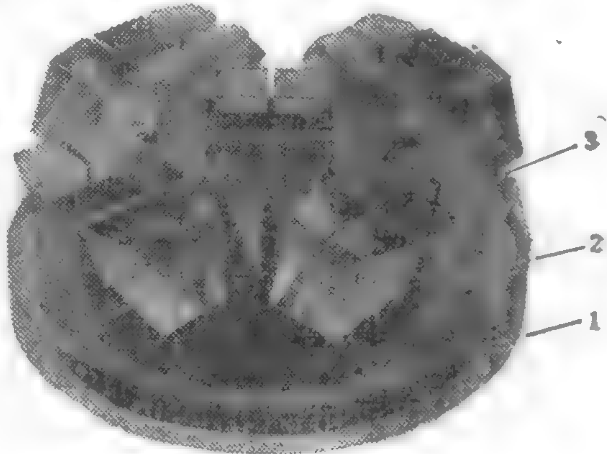


图 25-44　棱镜光胶上盘

1. 光胶垫板；2，长方体；3. 零件。

光胶上盘

利用光胶工具，如长方体、立方体（图 25-44）或靠体上盘是加工高精度棱镜的主要方法之一。对于厚度与直径之比为 1：50 薄形透镜加工，亦可用球面靠体光胶加工。光胶时首先要清洁好零件和工具，并使两光胶面接触，能清晰的看到光圈，然后再适当按压二者，排出空气，达到光胶。

光胶合格后，在不加工的光胶面周围涂上保护漆。将胶好零件的光学工具均匀对称的光胶到光胶垫板上，并在光胶面周围涂上保护漆，以防浸水脱胶。

二、下盘

下盘是指将光学零件从粘结模或夹具上拆下来的工序。

低温下盘

对于弹性上盘的零件可利用粘结材料与玻璃零件的膨胀系数较大，低温收缩率大的特点下盘。当温度下降到 − 40℃并保持 10—30 分钟时，零件便可从粘结模上脱下。此法下盘的零件表面很清洁，容易清洗，下盘效率高，不易损伤零件。

机械下盘

此法系指利用木锤敲击下盘而言。对于弹性上盘、石膏上盘和光胶上盘的零件均可采用此法下盘。这种方法使用范围广，设备简单，但效率低，易损伤零件。对于单件和小批生产较适宜。

加热下盘

将镜盘加热到粘结材料的软化温度，然后把零件从镜盘上取下来的工艺过程谓之加热下盘。用蜡粘结的镜盘多采用此法。对于弹性上盘的镜盘，当零件边缘很薄或直径很小时，亦可采用此法。这种方法效率低，零件易划伤，下盘的零件比较脏，清洗困难。

超声下盘

利用超声波的作用下盘的工艺称为超声下盘。其装置如图 25-45 所示。

在抛光完工的镜盘上涂上保护漆，固定在夹板上，然后用尼龙网连同夹持板一起侵入换能槽的溶液（如四氯化碳）中，在超声波作用下，大约经 1 分钟左右，零件即可从硬胶模上脱下，掉在尼龙网内。取出夹板，此时硬胶模亦已清洗干净，提起尼龙网，零件也洗去胶层。

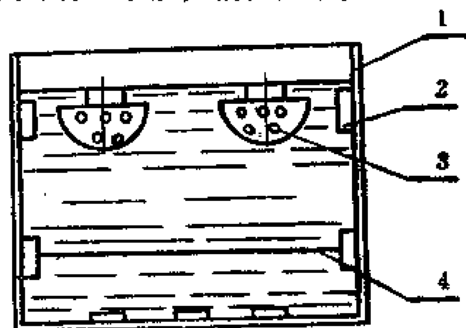


图 25-45　超声下盘示意

1. 清洗槽；2. 换能器；3. 镜盘；4. 尼龙网。

三、清洗

（1）常用的清洗材料

①酸洗液　醋酸、盐酸和硫酸的水溶液。

②碱洗液　苛性钠（NaOH）、苛性钾（KOH）、苏打（Na_2CO_3）和强碱（K_2CO_3）水溶液，以及肥皂水等。

③有机溶剂

酒精（C_2H_5OH）　用于溶解虫胶、松香、柏油及粘结材料，微溶矿物油和动物油。

汽油　溶解柏油，松香、蜂蜡、石蜡及油污，酯肪酸类物质。

乙醚[$(C_2H_5)_2O$]　溶解油脂、柏油、松香、蜡类及某些树脂

苯（C_6H_6）　溶解柏油、松香、树脂、脂肪、蜡类及油类。

松节油（$C_{10}H_{16}$）　溶解松香、蜡及树脂。

丙酮（CH_3COCH_3）　溶解松香、漆、树脂及有机物质。

三氯乙烯（$CH_2ClCHCl_2$）　溶解脂肪、油及蜡等物质。

④酶制清洗液　清洗油脂、手印等。

（2）手工清洗

手工清洗零件时常用醇醚混合液，一般按体积比配之，乙醚为 10—50%，酒精 90—50%。工房温度高，湿度低时，乙醚含量应少。

手工清擦的擦布一般用白绸布，细白布，或医用脱脂纱布等。

（3）超声波清洗

①超声波清洗原理

频率高于 15 千赫的声波称为超声波，其能量很大，因此它在介质内传播时，便向介质内部输送很大的机械振动能量。当超声波在流体介质中传播时，连续地形成压缩和稀疏区域，使流动内部产生瞬时压力，它时而增大，时而减小。当压力减小时，液体被拉开，连续性受到破坏，而出现细小空腔，这就是超声波的空化作用。这种空腔随超声波的频率时而伸张，时而压缩，形成了强烈的液压冲击，使附着在光学零件上的污染异物获得巨大的加速

度，从零件表面上被剥离下来。

另外，超声波的冲击作用，还加速了溶液的化学作用，因此超声波清洗是一个机械化学作用的综合结果。

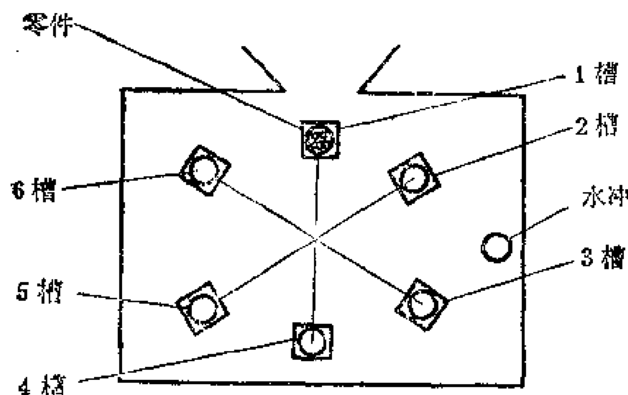


图25-46　CX—1型超声波清洗机示意图

②清洗工艺

超声波清洗机的结构各有不同，但清洗工艺过程大同小异。图25-46所示是CX-1型超声清洗机示意图。

第1槽　三氯乙烯清洗，清洗液加热到40—60℃，此槽主要是清洗零件上的粘结材料。如火漆、蜡、胶及其他脏物。三氯乙烯可用蒸馏器不断净化。

第2槽　肥皂水溶液清洗，此槽主要目的是洗掉零件上的油污，保护漆、玻璃粉等。液温与第1槽相同。此槽溶液需3天左右更换一次。

第3槽　净水清洗，水温应控制在30—40℃，槽内用流动的清水把零件表面上的脏物，肥皂水等冲走，以提高第4槽的清洗效果。

第4槽　乙醇溶液清洗，此槽清洗目的是洗掉零件上的保护漆，油污和其他脏物。为避免由于换能器工作时产生的热量对液温的影响，槽内设有冷却水管。

第5槽　乙醇喷淋清洗，把前面清洗时的残留脏物和水冲掉，并进一步脱脂。

第6槽　三氯乙烯蒸气清洗，主要是利用三氯乙烯蒸气的温度（80℃），促使零件升温，使零件表面的乙醇及三氯乙烯迅速挥发掉。同时利用三氯乙烯的气体，清洗上槽中留在零件上的污物，以达较好的清洗效果。

上述各槽的清洗时间大约为2分钟，零件在各槽的时间可视零件大小不同而异，这可由时间继电器控制。

四、抛光表面的保护

碱金属氧化物含量大的玻璃，对于大气中的水分、气体及各种化学试剂的侵蚀作用的抵抗能力较差。特别是重火石和特重火石等，更易受到侵蚀，因为其中间体铅和钡的正离子向表面扩散能力较强所致。因此，抛光后的表面易形成色斑层或灰灰点子及水印等。

抛光表面的保护一般可涂虫胶乙醇溶液，但对易腐蚀的玻璃不大适用。化学稳定性较差的玻璃用之防护涂料配方有：

①210松香改性酚醛树脂160克，p12环氧树脂25克，香蕉水400毫升。

②2123酚醛树脂25克，将溶于100毫升的无水乙醇中（分析纯）；将607环氧树脂20克，溶于100毫升的无水乙醚中（分析纯）中；将上述两种溶液混合过滤后，加入3—4%的乙烯基三乙氧基硅烷。

磨边时抛光面的保护，要求有良好的透明度，以便找象。例如可采用高温处理，使表面H_2SiO_3凝胶层脱水，形成SiO_2防护膜。把零件放在炉内3小时，一直升温到400℃，保持1小时，然后在20小时内慢慢冷却到室温。此法对BaF_8，F_3，ZF_3，ZK_5，ZK_7之类的玻璃有较好的效果。

磨边时抛光保护层可用25克2131酚醛树脂溶于100毫升的无水乙醇中，用20克的607环氧树脂溶于100毫升的无水乙醚中，用5倍的1：1的醇醚混合液稀释上述二种混合液并过滤。加入总量2%的乙烯基三乙氧基硅烷即成保护漆液。

另外一种方法是也可在光学表面镀憎水膜，以降低抛光表面的自由能，使其有憎水憎油的性能。这种膜有硅有机化合物，全氟塑料及氟硅化合物等。

五、涂漆

光学零件的非工作面，经常需涂黑色消光漆，以消除漫射光。一般可采用喷漆法、刷漆法等。一般漆膜厚不超过0.1毫米，漆膜在温度±60℃下，经2小时而不裂纹或脱落。常用的漆之配方见表25-18。根据需要也可具体调整。

表 25-18　常用消光漆配方

序号	配　　方	干燥条件		注
		温度(°C)	时间(小时)	
1	Q04—32黑色硝基漆半光磁漆1分，香蕉水(X—1—2硝基稀释剂)1—1.5分	室温	干透为止	漆膜光滑，但牢固性差，适于喷涂。
2	A05—10黑色安基半光烘漆1分，甲苯适量	120—140	2—2.5	牢固度好，喷刷均可。
3	650环氧树脂[illegible]分，四乙烯五胺1—1.1分，活性碳适量。	室温	完全固化为止	牢固度好，光滑性差，适于刷涂。

第六节　光学样板及精密光学零件的加工

一、光学样板加工

（一）光学样板的精度等级

光学样板的精度等级根据GB1240—76的规定分为A、B两级（见表25-19）。

表 25-19　光学样板精度等级

精度等级	曲率半径R（毫米）					
	0.5—5	>5—10	>10—35	>35—350	>350—1000	>1000—40000
	允差(±)					
	微米			R公称尺寸的百分数		
A	0.5	1.0	2.0	0.02	0.03	0.03R/1000
B	1.0	3.0	5.0	0.03	0.05	0.05R/1000

（1）曲率半径允差

（a）R0.5—35区间的半径允差

这一区间的样板一般都做成超半球或全球，制造时多以千分尺或立式光学比较仪测量直径来控制半径R的误差，其精度一般可达微米数量级。

（b）R35<R<40000区间的半径允差

这一区间的样板一般都做为弧形，其实际半径 R 通常是先用球径仪测出矢高 h，再用球径公式（25-54）换算得出

$$R=\frac{r^2}{2h}+\frac{h}{2} \tag{25-54}$$

这样得出之半径允差采用相对误差形式 $\frac{\Delta R}{R}$ %表示。在制造过程中 ΔR 包括四[8]个方面的误差

①测量误差 ΔR_c 将球径公式全微分得

$$dR=\frac{r}{h}dr+\frac{1}{2}\left(1-\frac{r^2}{h^2}\right)dh$$

由此可得球径仪的测量误差

$$\Delta R_c\leqslant\left|\frac{1}{\frac{h}{r}}\Delta r_c+\right|\frac{1}{2}\left[1-\frac{1}{\left(\frac{h}{r}\right)^2}\right]\left|\Delta h_c\right. \tag{25-55}$$

②矢高制造误差 ΔR_h 将球径公式中的变量微分，整理后导出矢高制造误差

$$\Delta Rh=\left(1+\frac{1}{\sqrt{1\left(-\frac{r}{R}\right)^2-1}}\right)\Delta h_z \tag{25-56}$$

式中 Δh_Z——制造标准样板时所控制的矢高偏差。

③标准样板的光圈误差 ΔR_{NB} 这是由于凸凹两块样板的半径不可能完全一致而造成的半径偏差，欲将其换算成曲率半径误差时，可将球径公式中的变量 h 微分，令 $r=\frac{D}{2}$，$\Delta h=\frac{N\lambda}{2}$，变换整理后可得

$$\Delta R_{NB}=\frac{N_B\lambda}{2}\left(1+\frac{1}{\sqrt{1-\left(\frac{D}{2R}\right)^2}-1}\right) \tag{25-57}$$

式中 N_B——标准样板的光圈数；

D——标准样板的直径；

λ——波长。

④工作样板的光圈数误差 ΔR_{NG} 将 N_G 换算成半径偏差时，则

$$\Delta R_{NG}=\frac{N_G\lambda}{2}\left(1+\frac{1}{\sqrt{1-\left(\frac{D}{2R}\right)^2}-1}\right) \tag{25-58}$$

式中 N_G——工作样板的光圈数；

D——工作样板的直径；

λ——波长。

上述四种误差是彼此独立存在的，其中 ΔR_C 最大，约占 $\frac{1}{2}$ 以上。ΔR_{NB} 最小，约占 $\frac{1}{10}$，其余各占 $\frac{1}{5}$。其误差的全部变化关系为

$$\frac{\Delta R}{R}=\frac{1}{r}\left(2-\frac{h}{R}\right)\Delta r+\frac{1}{r^2}\left(3h-2R-\frac{h^2}{R}\right)\Delta h \tag{25-59}$$

由（25-59）式可知，当被测半径$R>\sqrt{2}\,r_{max}$时，相对误差$\frac{\Delta R}{R}$将相应地增大。当$R\gg r_{max}$时，h值很快地减小，第一项误差趋于常量$2\frac{\Delta r}{r}$，仅有$\frac{2R}{r^2}\Delta h$与半径成正比的不断增大。所以在大半径区间（$R>1000$）的相对误差$\frac{\Delta R}{R}$可近似地表示为

$$\frac{\Delta R}{R}=\frac{2R}{r^2_{max}}\Delta h \tag{25-60}$$

所以当R从1000≤40000区间，其误差[13]表为$\frac{0.03R}{1000}\%$，这一分布规律的优点在于提高了R的矢高，降低了凸凹样板的矢高差值N，在保证R精度不变的前提下，方便了加工。

（2）面形精度

光学样板的面形精度是其最重要的特征。标准样板的光圈数见表25-20。

表 25-20　标准样板的光圈数

曲率半径(毫米)	R＝0.5—750		R>750—40000		R＝∞	
精度等级	A	B	A	B	A	B
N	0.5	1.0	0.2	0.5	0.05	0.1
ΔN	0.1		0.1		0.05	0.1

（a）弧形标准样板的光圈

弧形标准样板的光圈N_B可由球径公式微分导出

$$N_B=\frac{0.4\Delta R}{\lambda\left(1-\frac{r^2}{h^2}\right)} \tag{25-61}$$

式中　N_B——标准样板的光圈数；

h——矢高；

r——样板的几何半径；

λ——波长。

对于大曲率半径的样板来说，由于测量误差约占3/4左右，所以从理论上讲可使N_B保持在0.2—0.3较合理。但在实际生产中习惯上常磨成0.1或1.0。

对于超半球样板来说，关键在于光圈的高低。实践证明，如果磨高一道圈，对凸凹两块样板的半径就要相差约0.3微米。而磨低一道圈则相差甚微，所以在实际生产中，约定俗成，都磨成了低光圈。其数值可由下式求得

$$N_B=4000\Delta R\left(1-\frac{1}{\cos\alpha}\right) \tag{25-62}$$

式中　ΔR——凸样板与凹样板半径之差；

α——样板几何中心与弧端的夹角。

标准样板的光圈局部误差ΔN都为0.1。

（b）平面标准样板的光圈

平面是球面的特例，即 $R=\infty$。但由于各种原因所致，加工出来的平面不可能达到理想的要求，其结果往往不是高就是低而成弧形。所以加工过程中要严格控制最小半径的产生，它与光圈 N_B 的关系为

$$R_{min}=\frac{\left(\frac{D}{2}\right)^2}{N_B\lambda} \tag{25-63}$$

式中 D——平面样板的直径；

N_B——平面样板的光圈数；

λ——波长。

由于产生了 R_{min}，而且也存在 ΔN，这就形成一种不可补偿的影响象质的无控因素，因此，对平面样板的面形误差要求特别严格，A 级标准样板的 N 及 ΔN 都为 0.05。

(c) 工作样板的光圈

工作样板是根据标准样板复制的，二者之间的光圈有下列关系

$$N_G=2N_B\left(\frac{D_G}{D_B}\right)^2 \tag{25-64}$$

式中 D_G——工作样板的直径；

D_B——标准样板的直径。

工作样板与零件的光圈有下列关系

$$N_G=N\left(\frac{D_G}{D}\right)^2 \tag{25-65}$$

式中 D——光学零件的直径；

N——光学零件的光圈数。

工作样板分三组：

Ⅰ组 N 及 ΔN 为 0.1，用于 $N=0.1\sim2$ 的零件。

Ⅱ组 $N=0.5$，$\Delta N=0.1$，用于 $N=3\sim5$ 的零件。

Ⅲ组 $N=1$，$\Delta N=0.1$，用于 $N>6$ 的零件。

（二）光学样板的型式和尺寸

(1) 球面标准样板的型式和尺寸

球面标准样板的主要型式如图25-47—51。其结构尺寸见表 25-21。

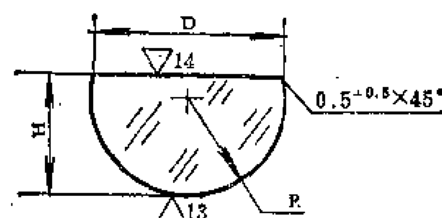


图 25-47 用于 $R<35$

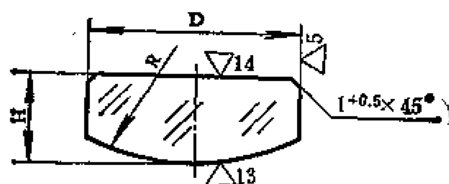


图 25-48 用于 $R>35\sim40000$

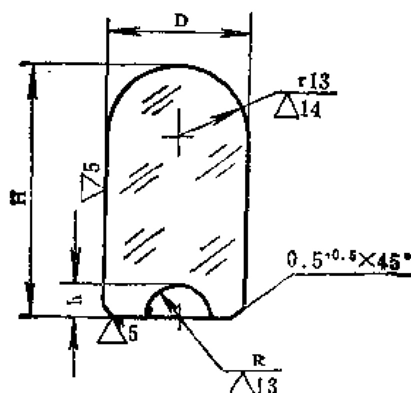


图 25-49 用于 $R0.5\sim5$

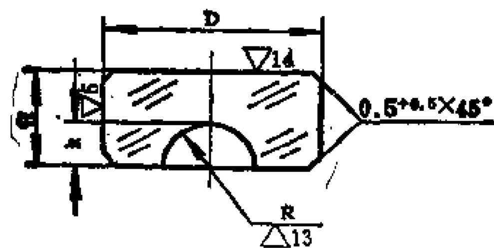


图 25-50　用于 $R5-35$

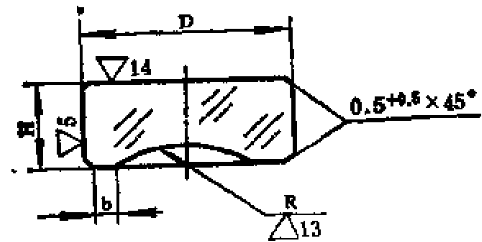


图 25-51　用于 $R35-40000$

表 25-21　球面标准样板的尺寸　　　单位：毫米

曲率半径	凸样板			凹样板				
R	D	H	型式	D	H	h	b	型式
0.5—5		1.2R		15	20	0.9R		图25-49
>5—10	2R		图25-47	1.9R+6		0.7R	—	图25-50
>10—35		R+2			80			
>35—50	60	30		60			2.5	
>50—80	80			80				
>80—150	100	35	图25-48	100	50	—	3.0	图25-51
>150—750	130			130				
>750—40000		25			25		2.5	

球面标准样板的外形尺寸公差：

凹样板外径：$D<10\pm0.3$；$D>10-20\pm0.5$；$D>20-50\pm1$；$D>50-80\pm1.5$；$D>80-130\pm2$。

凹样板的有效口径：$D_K<2\pm0.1$；$D_K>2-5\pm0.2$；$D_K>5-10\pm0.3$；$D_K>10-30\pm0.5$；$D_K>30-50\pm1$；$D_K>50-80\pm1.5$；$D_K>80-100\pm2$；$D_K>100-130\pm2.5$。

凸样板的厚度公差，$H<30\pm0.5$；$H>30\pm1$。凸凹样板的不圆度，为其直径公差的$\frac{1}{2}$。表面疵病为Ⅴ—Ⅶ级。制造直径大于130毫米的标准样板时，其尺寸和允差可参照130毫米的样板酌情给定。制造曲率半径$R<35$毫米的标准样板时，亦可制造成全球，然后再套制凹样板和凸样板，其型式尺寸见表25-22。

表 25-22　$R<35$的标准样板尺寸　　　单位：毫米

曲率半径	凸样板			凹样板			
R	D	H	型式	D	H	h	型式
0.5—5	1.9R	—	—	15	20	0.7R	图25-49
>5—10							
>10—25	1.7R	0.5R+15	图25-47	1.7R+16	25	0.5R	图25-50
>25—35					35		

全球的不圆度为：当$R<1$时为0.2微米，当$R>1$—10时为0.3微米；当$R>10$时，0.5微米。表面疵病为Ⅵ级。

(2) 球面工作样板的型式和尺寸

由于光学零件的结构不同，加上使用习惯上的差异，工作样板的形状可做成各式各样，常用者有下列几种：

(a) 弧形工作样板

弧形工作样板（图25-52）使用最为广泛，其直径D一般应大于光学零件被检部分的直径1—5毫米。当凸透镜$d=2R$时，样板直径D可按$D=0.9d$加工。当凸样板$R<15$时，

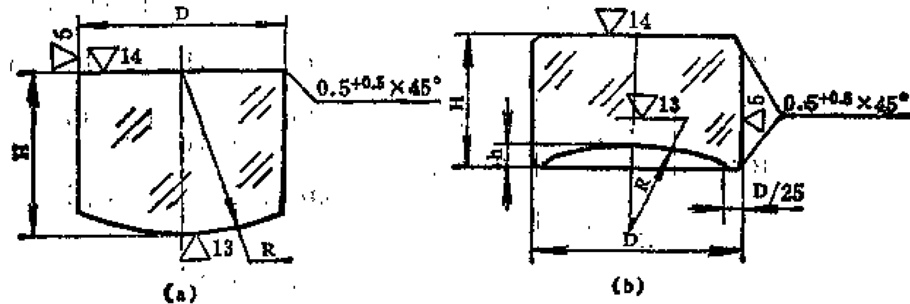


图25-52　弧形工作样板

(a) 用于$R>5$；(b) 用于$R>5$。

镜盘接近半球，此时样板口径可等于零件直径，以防止样板碰镜盘。样板的高度H一般应考虑使用方便和保证精度为原则，根据D之大小和矢高适当确定，通常为20—40毫米左右。但应使$H>\frac{D}{6}+h$，太高不方便，太薄光圈易变形。弧形工作样板的曲率半径与零件的曲率半径名义值相等，符号相反。表面疵病为Ⅴ—Ⅵ级。

(b) 带放大镜的工作样板

检验小型透镜时多用带放大镜的工作样板，常用之结构型式如图25-53所示。

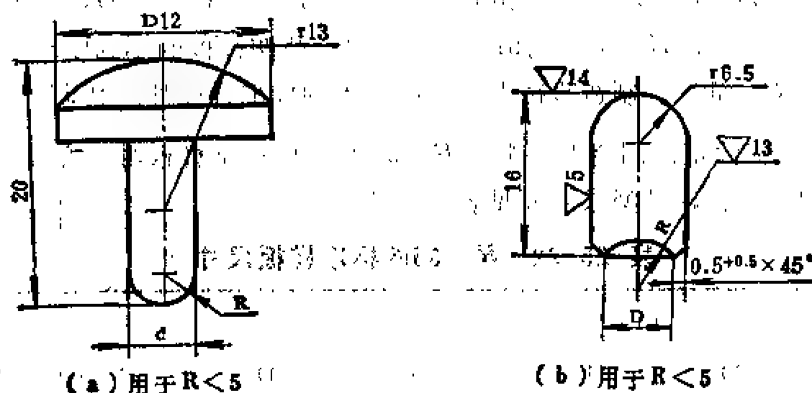


图25-53　带放大镜的工作样板

放大镜r的大小以满足被检整个零件R面都能同时看清楚光圈为宜。一般放大倍率为$5^{\times}$，理想放大倍数M和放大镜半径r可由下式求出

$$M=\frac{nL'}{n'L}\tag{25-66}$$

$$r=\frac{(1-n)L'}{1-m} \tag{25-67}$$

式中 n——玻璃的折射率；

n'——空气的折射率；

L——样板厚度；

L'——象距；

m——实际放大范围，一般取 $m=\frac{2}{3}M$。

(c) 带把工作样板

对于 $R<10$ 的工作样板，为了使用方便，减少手温影响，也可在样板的背面胶上一个把子（图 25-54），其材料可用玻璃或塑料，它可制成直形或弯形。

(d) 等弧厚工作样板

为了能够清楚地观察到接近半球零件的整个 R 面上的光圈，也可把样板的观察面磨成与测量面之 R 相应的弧形，即谓之等弧厚样板（图 25-55），其要求与弧形样板相同。

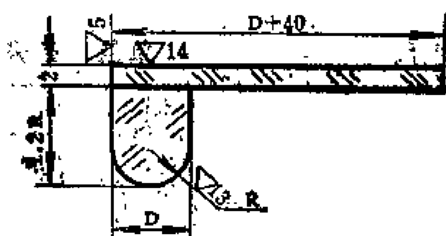


图 25-54 带把工作样板

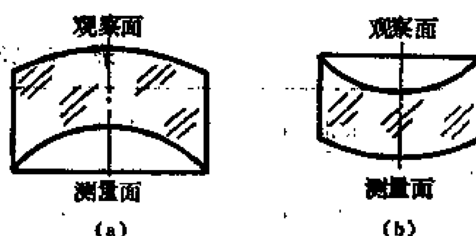


图 25-55 等弧厚样板
(a) 凹样板；(b) 凸样板。

(e) 其他型式的工作样板

①锥形放大样板 当凹镜盘张角接近 180° 时，可用锥形放大镜样板（图 25-56），其适用范围为 $3<R<10$ 毫米，$\alpha=70-80°$，$H=25-35$ 毫米。

②柱形样板 为了便于测量，防止手温影响，也可采用柱形样板（图 25-57），其高度为 $H\geqslant 4D$。

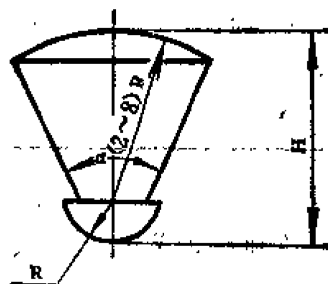


图 25-56 锥形放大样板

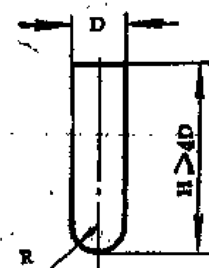


图 25-57 柱形样板

(3) 平面样板的型式和尺寸

平面样板有圆形和方形两种（图 25-58），其中以圆形用的最多。其尺寸见表 25-23。方形样板尺寸见表 25-24。

平面样板的 D 与 H 的允差：当其值小于 150 时为 ±0.5 毫米，大于 150 毫米时为 ±1 毫米。平面样板的椭圆度：当 $D=40-80$ 时，为 ±0.2 毫米，$D>80-100$ 时为 ±0.3 毫米，

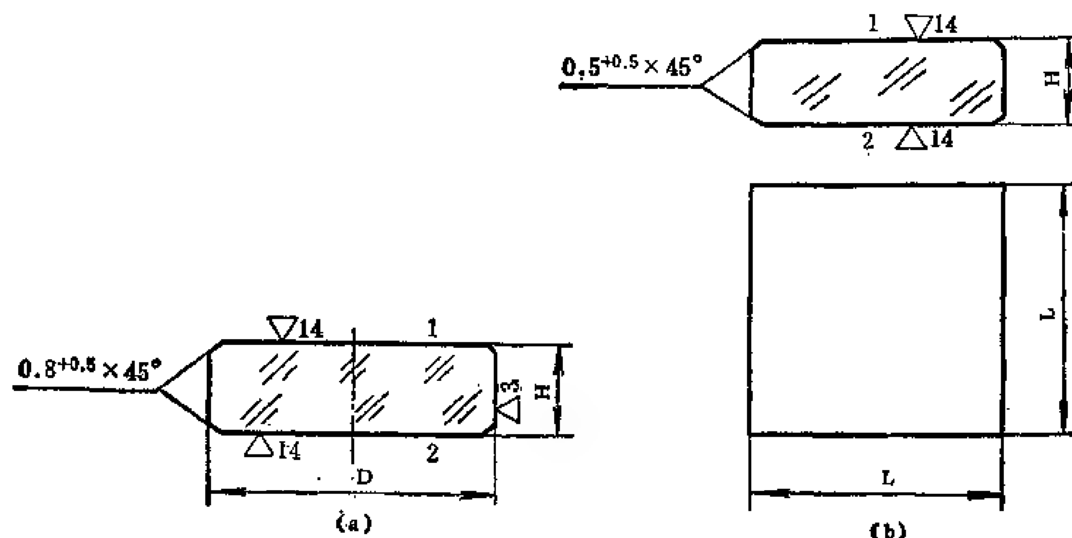


图 25-58　平面样板
(a) 圆形样板；(b) 方形样板。

表 25-23　圆形平面样板尺寸　　　　单位：毫米

D	标准样板	—	—	—	100	—	150	200
	工作样板	40	60	80	100	130	150	—
H	标准样板	—	—	—	25	—	25	30
	工作样板	15	20	20	25	25	25	—

注标准样板的 H 可根据使用材料具体确定。

表 25-24　方形平面样板尺寸　　　　单位：毫米

L	30×30	40×40	50×50	60×60
H	15		20	

$D>100-150$ 时，为 ±0.4 毫米，$D>150$ 时为 ±0.8 毫米。

平面样板的面形精度见表 25-20。不平行度为 10′。表面疵病为Ⅴ级。

(4) 光学样板材料

制造光学样板常用材料有：硬质玻璃，石英玻璃、K_9、K_4、QK_2 等。

(三) 光学样板的加工特点

光学样板的制造工艺与光学零件加工类似，因为它是光学测量工具，其面形精度要比一般零件要求高的多。为保证其质量，球面标准样板往往成对制造（故亦称对板），平面样板采用三元一次方程法或 C_4^2 法制造。工作样板与光学零件制造雷同。

(1) 超半球样板加工

加工超半球样板时，对N及ΔN、直径和高度要求较严。特别是凸样板在开半径时，因每道砂要磨去0.1—0.15毫米，所以必须控制好尺寸，及时更换模子。精磨时不需换模，但必须注意及时修改模子顶部，使样板的顶端与模子的顶端，始终相隔一段距离，否则磨出的将是椭球，当直径误差越接近抛光时，要勤测量，以免报废。超半球的加工余量，一般为$\Delta d=\Delta R+5$—10微米。抛光前要做好抛光模，顶部要开一个小洞。修改光圈时还要注意Δd的变化。

超半球的检验与弧形样板基本相同，但看光圈时无论是凸样板还是凹样板都要同时从上面观察误差[8]。

(2) 全球样板加工

为使$R<35$的小样板的ΔR能够达到A级要求，通常亦可做成球体，但此时在保证ΔN方面较困难，所以还需要用球体再套制凸凹样板，来测量零件的局部误差。

球体的加工可用一圆管工具，其外径为球体直径的0.8倍，壁厚为1-2毫米，用手搓动研磨，如图25-59所示。如果在筒上敷上抛光柏油，也可进行抛光修正。

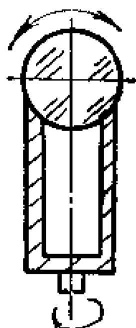


图 25-59 球体加工示意

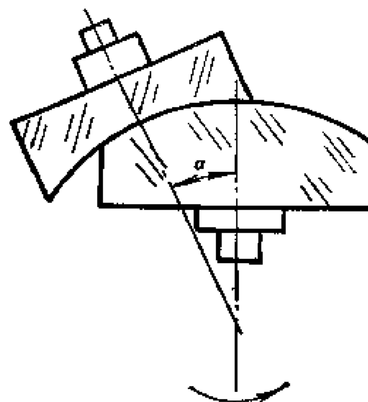


图 25-60 弧形样板对磨加工

(3) 弧形样板加工

这种样板加工的主要特点是应对修磨[14]矢高h值，若凸在下，凹在上（如图25-60），倾斜角为α，则凸的边缘磨的多，凹的中心磨的多。h值增大，反之相反。因此，对磨时要注意经常将二者调换位置，使h值逐步达到要求。一般是测量凹块，读数精确度应在0.5毫微米以内。

h值合格后，便可进行抛光，首先抛光凹样板，用粗抛光后的凸样板检验。抛光一定时间后，复查h值，当其值符合要求后，再以凹样板检验凸样板，并抛到低2道圈左右，然后修正局部误差，检查时可利用相对移动法判断局部误差在那一块上。塌边、中心高或低及其复合误差，抛光修正时经常出现，必须慢慢逐步修改，直到合格，检验时应等温散热，光圈稳定后，再判断。

(4) 平面样板加工

平面样板的粗加工和精磨工序与光学零件加工相同。但其抛光多用三元一次方程，如果已有标准面，则可单块加工。

三元一次方程加工的实质是从三块等直径的平面样板A、B、C中任取两块互相叠置对检，此时可得

$$\begin{cases} A+B=a \\ A+C=b \\ B+C=c \end{cases} \qquad (25\text{-}68)$$

式中a、b、c分别为$A+B$、$A+C$、$B+C$的平面面形误差。解此方程得

$$\begin{cases} A=\dfrac{a+b-c}{2} \\ B=\dfrac{a-b+c}{2} \\ C=\dfrac{c-a+b}{2} \end{cases} \tag{25-69}$$

以后只需把 a、b、c 的值代入便可以求出每一块样板的面形误差值（以光圈数计，高光圈取＋值，低光圈取－值），并以其中误差最小的一块做为标准面来修磨其他两块，依次类推，直到干涉条纹笔直或呈一片灰白色时为止。

为了提高与稳定质量，也可采用 C_4^2 法[8,13]，由此可得六个方程

$$\begin{cases} A+B=a \\ C+D=b \\ A+C=c \\ B+D=d \\ A+D=e \\ B+C=f \end{cases} \tag{25-70}$$

式中 a, b, c, d, e, f 分别为 $A+B$, $C+D$, $A+C$、$B+D$, $A+D$, $B+C$ 的面形误差。将其中各任意三块组合检验可得12个结果。此法之优点是在相同条件下，各个自变数的误差相等时，可比三元一次方程提高 1/4 的精度。

(四) 标准样板的检验

样板通常着重面形检验，球面样板还要测量 ΔR，其次才是外形尺寸和表面疵病。

（1）面形误差检验

(a) 接触法检验

在单光和白光下检验时，通常是把两块样板叠置在一起，观察干涉条纹的数量、方向、颜色、形状及其变化情况来鉴别面形误差大小。检验时应注意：

①按规定定温，在室温 20℃±3℃ 下进行，在定温时间内定温温差为 0.5℃。定温前的温度与定温室的温差为 ±5℃。定温时间见表 25-25。

表 25-25 光学样板光圈检验定温时间

样板直径 D(毫米)	<25	>25—40	>40—60	>60—80	>80—100	>100—130	>130—150	>150—200
连续定温时间（分）	20	45	60	90	120	150	180	240

②光圈判断　调好光源档板（一般与水平成 60° 左右）。判断光圈时，应从上向下垂直观察才能准确的判断和确定 N 及 ΔN 的数值。

③N 值确定　在决定 N 值时，必须将两块样板之间的空气层排除到不能再排时为止（但要注意不要光胶！特别是石英对板），一般当排到样板边缘干涉色发青时，手轻轻放开，再观察其变化，记下数据。若是大曲率半径样板紧接着拉开 2—3 条干涉条纹，作左右、前后反复移动，以观察光带上的不规则程度 ΔN，如果 N 及 ΔN 在要求之内，即为合格。

对于小曲率半径样板可在白光下观察表面颜色差异来判断。

对于超半球样板的光圈检验，还有不同之点。检验凸样板时，首先将样板位置倒置，左手握紧手柄，右手拿着凹样板，轻轻压下，以排除空气层，确定 N 值。然后再拉开条纹，从左到右，从上到下，前后仔细观察光圈的光滑程度。如果凸样板的 N 及 ΔN 是好的，便可拉开空气隙，作上下左右前后观察光圈的不圆度，确定面形的情况，特别要注意检查顶部光圈和边缘光圈。

对于平面样板，可用三元一次方程法来检验，或用标准样板来检验，其精度可达 $N<0.1$。

(b) 非接触检验

非接触检验系指在各种干涉仪上检验，其精度因仪器不同而异。一般球面为 $\lambda/10$、平面为 $\lambda/20$以上。

（2）ΔR 的测定

当 $R>35$—1000 时，ΔR 可用球径仪测量。一般是将样板的 ΔR 换算成双矢高允差 Δh_0，测出双矢高 h 后与计算的双矢高 h_0 比较，得出制造误差 Δh，若 $|\Delta h|>\Delta h_0$，则不合格，重新修改。当 Δh 为正时，说明样板曲率半径小，修改时将凹样板磨高，凸样板磨低，反之相反。

采用球径仪测量时，曲率半径 R 的误差 ΔR 与测环半径 r 的误差 Δr，矢高测量误差 Δh 有如下关系

$$\Delta R=\pm\sqrt{\left(\frac{r}{h}\right)^2\Delta r^2+\left(\frac{r^2-h^2}{2h^2}\right)^2\Delta h^2} \tag{25-71}$$

由式中可以看出，h 有极小的测量误差，都会给 R 造成很大的误差，所以对 h 的测定有很高的要求，h 可由下式计算

$$h=R-\sqrt{R^2-r^2} \tag{25-72}$$

带钢珠测环的球径仪之球径公式为

$$R=\frac{r^2}{2h}+\frac{h}{2}\pm\rho \tag{25-73}$$

式中　r——测环半径；

ρ——钢珠半径（凹取＋凸取－）。

$$h=(R\pm\rho)-\sqrt{(R\pm\rho)^2-r^2} \tag{25-74}$$

半径 ρ 的误差 $\Delta\rho$ 对测量精度也有影响，此时 ΔR 可为

$$\Delta R=\pm\sqrt{\left(\frac{r}{h}\right)^2\Delta r^2+\left(\frac{r^2-h^2}{2h^2}\right)^2\Delta h^2+\Delta\rho^2} \tag{25-75}$$

上面系单块测量公式，如欲测双矢高时，即可分别测出凸凹两块样板的矢高 h_t 与 h_a，二者之和($h_t+h_a=2h$)即是所求实际矢高 h，理论矢高 h_0 可由下式求出

$$h_0=R-\sqrt{R^2-r_0^2} \tag{25-76}$$

$$r_0=r+\frac{\rho^2 r}{2(R^2-r^2)} \tag{25-77}$$

$$R=\frac{r_0^2}{2h}+\frac{h}{2} \tag{25-78}$$

（3）外形尺寸检验

外形尺寸检验应符合有关图纸资料规定。表面疵病以不影响观看光圈为原则。

二、精密光学零件加工

精密光学零件一般系指平面和由平面构成的棱镜和多面体而言，其面形精度都在$\lambda/10$以上，角度精度亦在5″以上。甚至面形精度达$\lambda/20$—$\lambda/200$以上，角度达1″以上。未来的**超精加工**正向着以去掉的分子或原子数量发展。

（1）高精度平面加工

(a) 古典抛光法

在一般抛光机上采用柏油模、分离器抛光，用三元一次法检验。这种加工方法的最大特点是靠“手艺”来完成的。而且这种方法的着力点高，在摆动时要产生大的倒翻力矩[13]

$$M = F \cdot h \tag{25-79}$$

式中　M——倒翻力矩；

F——摆动时的冲力；

h——着力点到模面的距离。

由于M的挤压作用，使柏油模容易趋向中部突起，从而导致中部与边缘的磨削量Δh有了差异，所以加工时要靠经验来修正。

(b) 为了改进上述缺点，人们采用了蟹钳夹具来推动分离器加工，这即是改良抛光法，它在很大程度上减少了M的挤压作用。同时也可采用新型抛光模，如古马隆、混合模，聚四氟乙烯抛光模等。由于零件在模子上作自由均衡的运动和自由加压，明显提高了加工效率和精度。

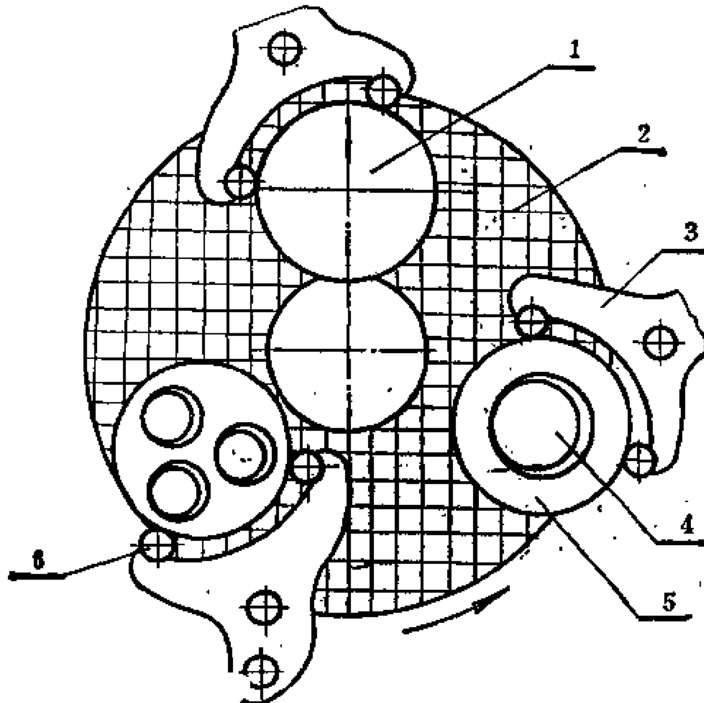


图25-61　环形抛光模

1. 校正板；2. 环形抛光模；3. 可调夹持器；4. 零件。5. 夹持器；6. 滚轮。

(c) 采用环形抛光模抛光

分离器加工法发展的结果，导致了一种在**专用设备**上加工的环形抛光模[13]，（如图25-61）这种抛光模的尺寸精度与零件尺寸精度的关系如下：

$$\frac{N_m}{N_B} = \frac{R_m^2}{R_B^2} \tag{25-80}$$

式中　N_m——抛光模的光圈数；

N_B——标准样板或零件的光圈数；

R_m——环形抛光模的几何半径；

R_B——标准样板或零件的几何半径。

这种抛光模的优点：

①用校正板和夹持器代替了分离器，而保持了分离器的作用。当零件的尺寸和形状改变时，只要改变夹持器就行了，不再需要加工一个高精度的分离

器。

②可以消除因磨盘中央的线速度等于零或接近等于零的部分，使抛光速度趋于均匀。

③不停机也可取下零件检验或更换零件，进行连续加工，利于温度平衡，散热容易，保持抛光模的形稳性。

④由于采用了膨胀系数很小的玻璃作为基底，并涂以聚四氟乙烯塑料为抛光模层，加上校正板的连续自动修正作用，从而保证了抛光模具有很好的平面性。如果辅料合适，并针对在使用状况下的下垂量加以修正，可以获得 $\lambda/10$—$\lambda/200$ 的面形和平行度为 $1''$—$0.1''$ 的平行平面。也可以加工棱镜、多面体、平凸透镜等。

此外，离子抛光、电子计算控制抛光也是用于加工高精度面形零件的方法。

（2）高光洁度平面零件加工

水中抛光是加工高光洁度零件的一种方法。此法采用的抛光粉是在 600℃ 的电炉中煅烧 24 小时加工很细的 Fe_2O_3 抛光粉，抛光液的浓度以在每升水中加入 20 克的抛光粉为佳。

这种方法的抛光过程与古典法雷同。抛光最后阶段是在水中抛 10—15 分钟，可获得良好效果。例如石英玻璃可达 2.7 埃，一般硼硅玻璃可达 14 埃。全部抛光时间为 8—10 小时。

第七节　非球面加工

非球面的加工与检验都较一般光学零件困难，因而未能被广泛应用。

一、非球面的分类

（1）按表面类型可分为轴对称非球面，如回转抛物面，回转双曲面、回转椭圆面、回转高次曲面等，另外还有二轴对称型非球面、如柱面、复曲面等。

（2）根据外形尺寸可分为巨型非球面、如天文仪器上的几米直径的大非球面等。一般非球面如电影放映装置的反光镜、显微聚光反光镜和瞄准仪器的目镜等。

（3）按照制造精度可分为：高精度，其要求小于 0.5 微米，主要用于天文仪器上的主物镜，平行光管中的非球面物镜、制版物镜等。中等精度系制造精度在 1—4 微米间的，用于各种仪器的物镜、目镜、反射镜等。低精度系指制造精度为 0.02—0.2 毫米的，主要用于显微镜和放映机中的聚光镜，医疗仪器中的透镜和聚光镜等。

二、常用非球面

在各种非球面中以回转二次非球面，即圆锥曲线（如抛物线、椭圆、双曲线等）的回转面（如抛物面、椭球面、双曲面）应用较普遍。其可用二次方程表示

$$y^2 = 2R_0X - (1-e^2)X^2 \tag{25-81}$$

式中　R_0——非球面顶点的曲率半径；

e——偏心率；

$e^2=0$ 时为球面，$e^2=1$ 时为抛物面，$0<e^2<1$ 时为椭圆面，$e^2>1$ 时为双曲面。

三、非球面的制造方法

（1）去除加工法

去除加工包括研磨加工，磨削加工和离子抛光。

①、研磨加工

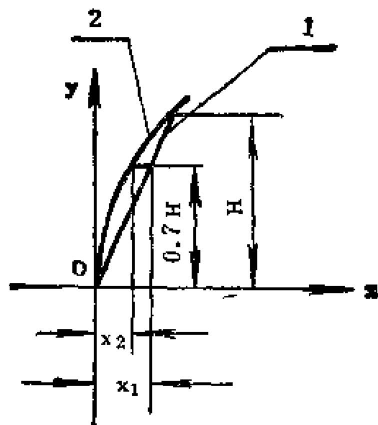


图 25-62 1.非球面曲线；2.最接近比较球面；X_1 非球面曲线横坐标；X_2 球面曲线横座标。

根据设计要求除去加工表面剩余部分的方法称为研磨加工。它是藉助各种修带工具在机床上加工或手工来完成，这种方法可获得高精度非球面。

用研磨法加工二次非球面时，首先要加工出一个球面，然后在这个球面的基础上再加工成所需的非球面，此球面称为最接近比较球面。确定比较球面和非球面的偏离量，对于研磨加工非常重要，即根据最大偏离量可以确定在工艺上那道工序来做非球面修改，对设计非球面磨具也重要。比较球面是通过非球面子午面最边缘两点及中心点所做的球面，如图 25-62所示。

比较球面与非球面之间的偏移量（或称非球面度）可由下式确定

$$\delta = X_1 - X_2 \tag{25-82}$$

式中 δ 系偏移量，其中

$$X_1 = \frac{R_0 - \sqrt{R_0^2 - (1-e^2)y^2}}{1-e^2} \approx \frac{y^2}{2R_0} + \frac{(1-e^2)y^4}{8R_0^3} \tag{25-83}$$

$$X_2 = R - \sqrt{R^2 - y^2} \approx \frac{y^2}{2R} + \frac{y^4}{8R^3} \tag{25-84}$$

式中 R_0——非球面顶点的曲率半径；

R——最接近比较球面的曲率半径。

当二次曲线在边缘点 $y = H$ 处相交的必要条件为 $X_1 = X_2$，故

$$\frac{H^2}{2R_0} + \frac{(1-e^2)H^4}{8R_0^3} = \frac{H^2}{2R} + \frac{H^4}{8R^3} \tag{25-85}$$

$$\frac{1}{R} \approx \frac{1}{R_0} - \frac{e^2H^2}{4R_0^3} \tag{25-86}$$

式中 H——非球面口径之半。

对于二次曲面最大偏移量在 0.7 H处，其值为

$$\delta_{max} = \frac{e^2D^4}{512R_0^3} \tag{25-87}$$

式中 D——透镜夹角口径。

加工非球面应用最广泛的修带法就是根据这一原理确立的。它是根据计算的非球面与比较球面的各带偏离程度来设计的不同形状的磨具来磨修的。如图 25-63 所示，其实质是不同磨具表面相对于非球面不同带区有不同的面积，修磨时，在相同的时间里，对非球面产生不等量的磨削，来达到修带之目的。一般是凭经验，边检验边修改的。

样板研磨法也是研磨加工的一种，它利用片状金属样板 1：1 的比例复制出非球面，多用于加工低精度的聚光镜等零件。

用电子计算机修正研磨是现代加工的方法之一，多用于非球面零件的局部修磨，其精度

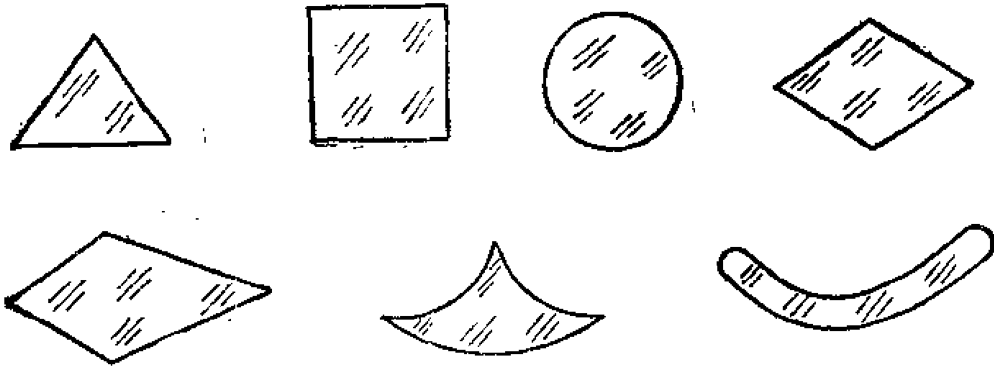


图 25-63　单块修磨块

可达 0.1—0.2 微米。最适于高精度面形的最后修磨及非球面和大口径零件（直径在 1 米以上）的加工。

②磨削法

磨削法中应用较多的是仿形法，其加工原理主要是依靠曲线靠模来实现的。被加工的零件要做绕自身轴旋转并与曲线靠模作同步移动。两者移动速度取决于零件与靠模的比值，由于靠模可比零件大数倍，如3：1、10：1、30：1、100：1等，所以提高了精度。

另外，数字控制磨削法亦是小批量多品种生产中常用的方法，这种机床有两个特点：

在机床上能磨出精确的非球面形状，抛光时间比较短，抛光时不改变或很少改变精磨所获得的精度。

加工误差亦可以检验和修正，测量方法的精确度也与加工精度要求大致相等。

数控加工机床有立式、卧式两种，前者适于加工大直径的非球面和施米特校正板等。而后者适合于加工直径较小的（ϕ100-150）、表面面形斜率为 1：4 的非球面。

③离子抛光法

离子抛光的起始精度为$\lambda/2$，抛光速度一般为10毫微米/厘米^{2}小时。其原理见本章第二节。

（2）变形加工法

变形加工一般包括弹性变形、热压成型，热吸法以及压铸法等。由于这种方法还存在加工误差大，热处理收缩变形，应力等问题，所以精度较低，只适于一般的聚光镜或简单光学系统的透镜。

（3）复制法

复制法是新发展的一种加工方法，其原理见本章三节。

（4）附加加工

这种方法即指利用真空镀膜法加工，其实质是利用非球面档板，在球面或平面上镀一层薄膜，形成非球面。膜层厚不宜超过 30 微米，其误差为 0.1 微米，重复精度为 1%。常用膜料有铝、氟化镁和硫化锌。另外也有其他金属（铬、金、钯、银等）、氧化物（Al_2O_3、CeO_2、SiO_2、TiO等）氟化物（PbF_2等）和硫化物（CdS 等）、硒化物（ZnSe 等）。

非球面的镀制较一般零件要求严格，必须注意精确计算档板和有关工艺因素。

四、非球面的检验

非球面的检验方法较多，具体可根据零件的精度及现有设备条件来选择。通常有下列几

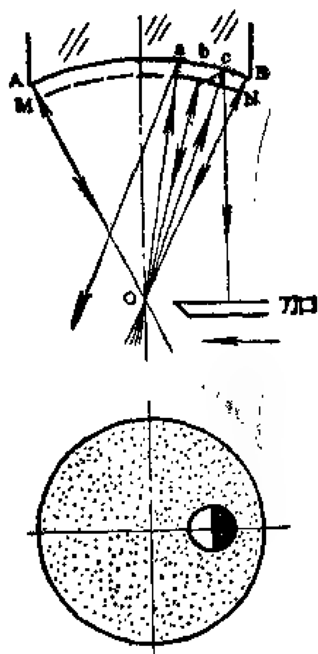


图 25-64 刀口检验原理

种方法：

①金属样板检验法 此法精度较低，误差大于0.01毫米，同时易划伤表面，只适于粗磨和精磨的检验

②阴影检验法 阴影法出现在19世纪中叶，其检验所用仪器是刀口仪。这种检验方法直观简便，确定面形的缺陷相对程度及所在位置灵敏度高，因而应用比较广泛。其检验原理[1]如图 25-64 所示。

设球面反射镜 AB 面上有一小凸起缺陷 abc，其余地方为标准面。若以 O 为圆心做比较球面 MN，并与 b 点相切。在 O 点放置一光源，则从 O 点射到 AB 镜面上的光线只有 Aa、cB 部分及 b 点的光线照原路反回至 O 点，此时刀口从右向左切割光线，并在 O 点后面观察，当刀口进入 O 点时，由于 Aa、cB 部分及 b 点反射回来的光线被切割，这些部分立刻变暗，ab 部分的反射光线未被切割而进入眼睛，所以这一部分是亮的。bc 部分反射的光线全部被刀口挡住，所以观察这部分是黑色的，于是观察到如图所示的阴影图形。知道了面形的阴影图形，就可以迅速地判断面形的缺陷情况。

③线条板检验法[6] 图 25-65 所示是用线条板测量长轴在 x 方向上的回转椭圆面的示意图。S为点光源，置于椭圆面的第一焦点 F_1上。线条板是一块制有平行线条的透明玻璃块，将它置于回转椭圆面第二焦点F_2的左侧，当人眼在F_2观察线条时，所看到透过线条板的条纹是平直的，则面形为好。面形误差的类别和大小可根据条纹的变化花样来估计。此法精度不高，多用于精磨工序中。

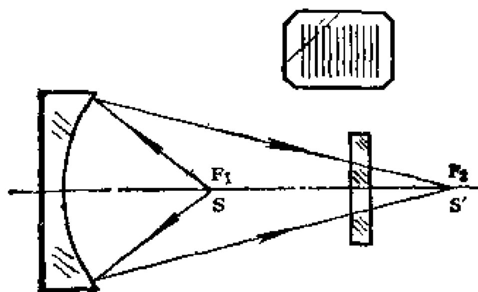


图 25-65 线条板检验

④弥散圆检验法

在非球面加工完毕，亦有用弥散圆大小来评价其质量好坏的，其实质是将二块非球面检验中的点光源处换以星点，然后在其成象处用读数显微镜测量星点象的大小，以星点象的直径差即理想星点象和实际测量值的差来表示弥散圆的大小。

第八节 晶体光学零件加工

晶体光学零件与玻璃光学零件加工相比，其共同之处在于加工过程中都有毛坯的检验、锯切、粗磨、精磨和抛光等工序。但晶体有各向异性的性质，或有水溶性、潮解性、脆性等，这就构成了晶体加工的特点[1,8]。

一、水溶性晶体加工

碱金属卤化物晶体如氯化钠（NaCl）、氯化钾（KCl）、溴化钾（KBr）、氟化锂（LiF）等晶体，质软而具有水溶性和潮解性。因此，给加工带来一定困难，在此类晶体中

氯化钠最具有代表性，其加工特点有：

（1）NaCl材料选择

①当晶片厚为30毫米时，在红外光谱仪上测定波长为1—12微米时的透射率应大于85%，吸收峰值不大于2%。

②、在泰曼干涉仪上检查光学均匀性，从干涉条纹的形状判断晶体内部的均匀性，即折射率变化情况，当干涉条纹呈圆形时，光圈多少是表示了均匀性程度，条纹越直、越平和等距或呈现一片色，则均匀性就越好。如图25-66中(*a*)(*b*)(*c*)所示。当干涉条纹呈多角形或不规则时，则表明材料内部均匀性不规则，如图中(*d*)所示。这种材料不能用来磨制棱镜。

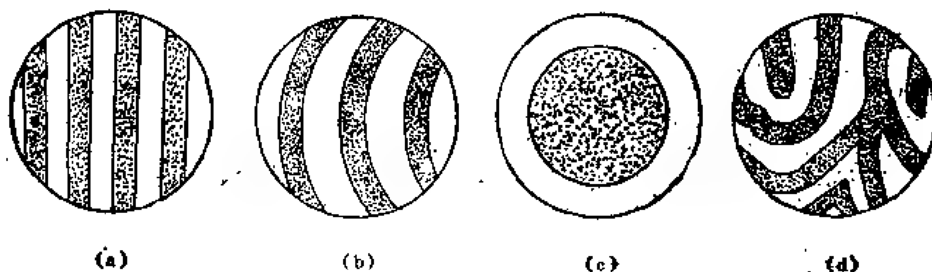


图25-66　晶体材料的均匀性

③在偏光仪上检检晶体的内部应力。

④在强光下用肉眼或显微镜检查材料内部的杂质、气泡、灰雾点、亮点和其他夹杂物。

⑤在偏光仪或干涉仪上检检晶体内部的滑移线。

（2）晶体切割

常用的切割方法有：

①劈裂切割　NaCl晶体在外力作用下，具有沿晶面方向裂开的特性，称之为解理性，裂开的晶面称为解理面。首先确定解理性，然后再根据零件的外形尺寸确定下料余量，一般为3—5毫米，劈成方块。劈刀的刃口要平直锋利，把刃口放在沿解理面方向，用小锤轻轻打击，直到把晶体劈开为止。

②、砂轮切割　在一般开料机上用薄形砂轮，以微弱水流溅在砂轮上，对晶体进行切割。这种方法不会产生冲击，裂纹和损坏。因此不会影响晶体的光学均匀性，而且料口小，平直，表面细腻，节约晶体。

③水线切割　此法之原理如图25-67所示。线速为0.5—1米/秒，这种切割方法不会使晶体受到破坏。

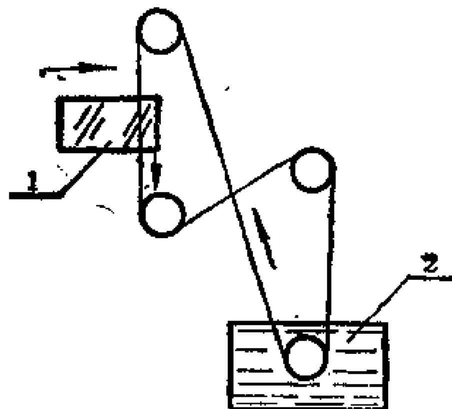


图25-67　水线切割晶体

1. NaCl晶体；　2. 水。

④铣削切割　一般用切断铣刀（厚为1—2毫米）切割，方法简便，速度快，切断面平直细腻，晶体性能不受影响。

（3）晶体的粗磨

氯化钠质软而脆，对温度很敏感，要注意温差，保持磨盘水温和零件温度一致，以防止裂纹。粗磨盘要平，磨料采用180*、240*、

280*砂，粒度要均匀。机床转动要平稳，振动要小，速度一般为200—400转/分。磨时不能用水清洗，只能用干布擦，用无水酒精，四氯化碳或香蕉水清洗。手持零件时不可用力过大。改角度时，可用手加压並控制在磨盘上的位置来控制磨削，要随时检检尺寸，角度及塔差。加砂和水量要少而勤，为防止裂纹和掉棱，应先倒角。

（4）精磨

精磨时要戴橡皮手套，手持零件研磨。所用磨盘有铁质、铜质和玻璃的等，而以玻璃磨盘为最好。磨时用毛笔将磨料（W40、W20）和水加在磨盘上，使零件充分细磨，使水完全饱和，再从磨盘上把零件托下，立即用干布擦干，表面不得有水迹，并及时修改尺寸、角度及塔差。细磨后放入干燥盒内待抛光。

（5）棱镜的抛光及光程修改

抛光氯化钠晶体时，相对湿度要保持在60%，温度在23℃以上，必要时还可用红外灯加温，其目的是调节抛光盘的硬度和工作地点的温度。另外，工作地点要保持清洁，防止尘埃划伤零件表面。

抛光剂一般可用二氧化锡，氧化铬或红粉，抛光最软的晶体时，可用氧化镁。通常多用粒度为0.8—1.4微米的低温红粉，使用前应先煮一段时间，吸出上面较细的红粉使用。

抛光模以石油沥青为好，应比抛光玻璃时稍软，其配方为：沥青与松香之比为1：3，模层厚为7—8毫米，其上开方格槽，直径为零件1.5倍。每次修改光程前要进行烤模修模。抛光一般在脚踏机上进行。修改光程时，先在抛光模上加少量抛光剂（红粉和盐的饱和溶液），用纱布擦均匀，使其形成一层薄膜。操作时要戴橡皮手套，以防潮解。在抛光模上轻轻平稳地作椭圆形轨迹托动棱镜。同时要缓慢地转动抛光模，注意拉盘不能过早，这时表面要受潮解（表面发毛），但也不能过晚，否则易产生塌边，拉盘是保证光洁度的关键。完工后在泰曼干涉仪上检查。

（6）氯化钠棱镜的保存

氯化钠零件一般应放在没有振动的、湿度小于50%的环境中，保存于专门的棱镜盒里。

二、质软而脆的晶体加工

这类晶体常用的有冰洲石，KDP（磷酸氢钾）等，其加工特点各有不同。

（1）冰洲石

冰洲石是一种天然晶体，无色透明的六面体，质软而脆，具有解理性。

①定向截料切割　将具有三个钝角隅棱镜磨成等边三角形，光轴垂直此等边三角形。同样将另一个三个钝角偶棱角也磨成等边三角形，则光轴也垂直这个面。根据零件大小选取等边三角形面积大小，当磨到W40、W20时，才可在偏光仪上检查，检查时要涂上煤油、溴代萘。当载物台转动360°时，十字线不动，此时等边三角形垂直光轴。

为了防止解理现象，切割时一般应在槽形铁里进行。切割时用蜡和松香固定好零件，用钢丝锯条，手工操作，加W40砂切割。要防止生热炸裂。

②、粗磨　通常在单轴机上进行，一般用W40砂，手工操作，压力不宜过大，防止炸裂。为防止解理，粗磨前应倒边，边磨边倒。

③、精磨　精磨用W14砂，达到无路子即可。

④、抛光　抛光有两种情况：

平行光轴方向的表面抛光和一般晶体一样，但因其质软而脆，抛光胶要软，主轴转速一般为40转/分，压力不能过重，否则易粘盘。用红粉抛光。

垂直光轴的表面抛光　这个相对平行于光轴的表面容易出现解理，这就给抛光带来困难，压力过大或不均匀，就会使抛光面发毛和粘盘，因此，抛光时可采用软沥青盘，亦可不加压，要注意摸索最佳抛光时间。

(2) KDP（磷酸二氰钾）晶体加工

这是一种人工晶体，亦称压电晶体，无色透明，质软而脆，容易潮解。

①定向划线切割

KDP晶体的光轴线对准下面的内锐角顶，这给定向截料带来方便，用钢丝锯加香焦水（或煤油）切割，但不宜过快，锯条不能左右摆动，否则易造成断裂。切割时还要注意，不能突然冷却。

②粗磨和精磨

由于KDP晶体质软而脆，在粗精磨中均采用砂纸，边磨边定向，在偏光仪上找出两端垂直光轴的方向。在操作时，要戴手指套。

③抛光

抛光模要比玻璃抛光模稍软，其直径应比零件大1/3，用氧化铈抛光，要注意拉痕。抛光好的零件不宜多人传看，或对抛光面讲话，不要在空气中裸露时间太长，最好用电容纸包好，放入干燥的储存器中保存。

三、硬质晶体加工

硬质晶体主要包括石英晶体、方解石、红宝石、云母和钇铝石榴石等，一般莫氏硬度在8以上，其中石英最具有代表性。石英加工最突出的问题是晶体定轴与旋光性判断。

(1) 按完整结晶外形初步定向

此属粗略定向，如图25-68所示，Z轴就是晶轴的方向，用晶体S面与X面的位置来判断晶体的旋向，当X面在m面的棱上，R面的右边，称为右旋石英（图25-68(a)），X面在R面的左面，称左旋石英（图25-68(b)）。

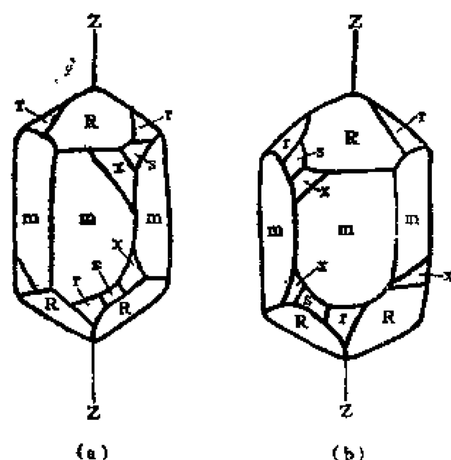


图25-68　完整晶体石英定向
(a)　右旋石英；(b)　左旋石英。

(2) 用偏光仪定向

这是一种常用的方法，精度可达2′—5′。用偏光显微镜定向只能用于薄片晶体。至于晶体的旋向的判断，可用晶体所产生的干涉环的移动来实现。如图25-69所示，将石英楔片沿与起偏轴与检偏轴成45°的A面，干涉图形成4个象限，当Ⅰ、Ⅲ象限干涉环从中心向边缘移动，而Ⅱ、Ⅳ象限的干涉环则从边缘向中心移动，这就是右旋石英，反之，为左旋石英。当旋转检偏振镜，使干涉环恢复原来形状时，所转的角度，即为所测的旋光角大小。

(3) 石英晶体的研磨与抛光

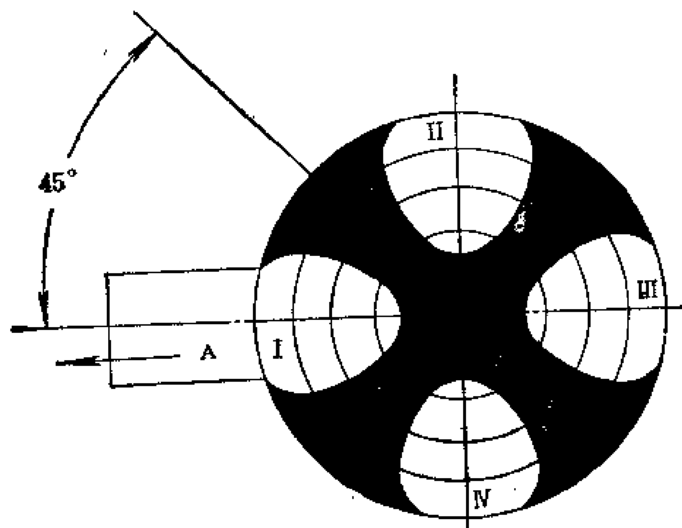


图25-69 晶体旋向判断

基本上与光学玻璃加工相同。其他硬质晶体如钇铝石榴石（YAG）、铝酸钇（YAP）和各种宝石（红宝石、蓝宝石、白宝石）等的抛光，可用金刚石粉及其制品（研磨膏）、玛瑙粉、宝石粉、白刚玉粉等来抛光。

第九节 光学零件的胶合

一、概述

用胶粘剂、光胶或表面熔化等方法，将两块或两块以上的光学零件按照一定的技术要求连接在一起的工艺过程称为胶合。胶合工艺的特点是手工操作，因此在同等条件下，胶合质量的优劣，往往取决于操作者的技艺。

关于胶层胶合的机理，目前尚无统一的理论，现有几种提法：

(1) 机械结合理论

对于肉眼看来已是十分光滑的物体表面，如果放大若干倍，则会发现还是粗糙的，沟壑遍布，有些还是多孔的。胶粘剂渗透到这些凸凹不平的空隙中，固化后就象许多小钩似的彼此勾连，把被粘结物体连接在一起，这种观点叫做机械结合理论。

(2) 吸附理论

近代物质结构告诉我们，物质都是由分子和原子组成的，原子和分子间存在着相互作用的力，其中一种叫做范德华力。固体表面由于范德华力的作用能吸附液体和气体，这种作用叫做物理吸附。这种作用使胶粘剂和被胶合物体牢固的结合在一起的理论谓之吸附理论。

(3) 扩散理论

胶粘剂一般由高分子物质组成，如果被粘物体也是高分子材料，那么在一定条件下，由于分子或链段的布朗运动，粘结剂和被粘接物体的分子或链段就要进行相互扩散，也即在界面上互溶，这样使胶粘剂和被粘物体的界面消失，变成了一个过渡区域，从而形成了牢固的胶粘接头，这种理论称为扩散理论。

(4) 静电理论

不同物质具有不同的电子亲合力，当两种具有不同亲合力的物体相接触时，必然引起电子亲合力小的物体向电子亲合力大的物体上面转移，而使界面产生了接触电势。当胶粘剂和被粘物体的电子亲合力不同时，也产生了接触电势，存在着电偶层。结合力的产生主要是由于电偶层的静电引力引起的，故被称为静电理论。

(5) 化学键结合理论

胶粘剂和被粘结的物体之间，在一定量子化学条件下可形成化学键，它的存在虽不会改变界面胶粘剂和被粘物体相互结合的总能量的量级，但对抵抗应力集中，防止裂缝扩展的能力较大，这也是高强度粘接所必须的，这种理论谓之化学键结合理论。

二、常用光学胶的胶种

冷杉树脂胶

冷杉树脂胶俗称热胶，又叫加拿大胶，它是天然冷杉树的分泌物，经过清洗除去可溶性树脂酸及机械杂质，再加入一定的增韧剂，熬制成具有不同硬度的浅黄色固态胶，也可制成液态胶。

冷杉树脂胶具有良好的透明度和粘结能力，折射率与玻璃相近，线膨胀系数小，胶合应力小，使用方便。它能溶于醇醚苯和氯仿等溶剂，因此胶合不好的零件容易拆胶清洗。机械强度不高，耐高低温性能差，中心易走动，且易生霉。

冷杉树脂胶多用于精度要求高及室内使用的仪器，其主要技术性能指标见表25-26。

表 25-26　冷杉树脂胶性能指标

项　　目	指　　标	项　　目	指　　标
折射率(n_D^{20})	1.52—1.54	色　　泽	不深于0.1%的重铬酸钾溶液的颜色。
中部色散($n_F—n_C$)	-0.0126	酸值KOH毫克/克	95—111
线膨胀系数(20—25℃)	1.8×10^{-4}—2.1×10^{-4}	清洁度尘粒纤维的数量(个/5厘米³)不多于	
比　　重	1.05—1.07	1　级	5
皂化值KOH毫克/克	85—133	2　级	10
耐高低温性能(℃)	+50℃，-45℃	3　级	20

甲醇胶

甲醇胶俗称冷胶，又名风仙胶、卡丙诺胶，它是一种人工合成的化合物，聚二甲基乙烯代乙炔基甲醇 ($CH_2=CH-C\equiv C-C(OH_2)_2CH$)，属热固性塑料。胶合光学零件用的甲醇胶是经分馏除去阻聚剂，水份等而获得的无色透明单体。使用时加入0.8—1.2%的助聚剂如重结晶的过氧化二苯甲酰，预聚成一定粘度的初聚合状胶体。

甲醇胶具有良好的透明度，其粘结强度，耐高低温性能及耐溶剂性都优于冷杉树脂胶，固化后折射率与玻璃相近。其主要缺点是在固化过程中体积收缩率高达12—15%，内应力大，弹性差，容易引起光学零件变形，胶层易变黄，脆性大等。其主要性能指标见表25—27。它多用于军用和野外用仪器。

表 25-27　甲醇胶的性能指标

名　称	指标		
	单体(分馏后)	初聚合状态	聚　合　后
外　　观	无色透明液体	浅黄色或浅黄绿色胶体	棕黄色固体
清洁度(个/5厘米²)　不多于	10	10	
折射率(n_D^{20})	1.476—1.477	1.483—1.490	1.519
高温性能			+60°C,2小时，胶层无变化
低温性能			-60°C,2小时，胶层无变化
中部色散($n_F—n_C$)	0.0139	0.0134	0.0116
比　　重	0.889	0.90—0.92	1.02—1.03
线膨胀系数(0—35°C)	3.4×10^{-4}	2.8×10^{-4}	1.3×10^{-4}

环氧树脂胶

胶合光学零件用的环氧树脂胶主要是以二酚基丙烷（双酚A）型的环氧树脂为主体，並加入一定量的稀释剂、增韧剂，先配成复合环氧树脂，使用时加入固化剂即可。

环氧树脂胶色泽浅，粘度小，透明度好，其折射率与玻璃相近，粘结强度高，固化过程中收缩率小，一般为2—5%，耐酸碱有机溶剂和油类等方面都优于冷胶和热胶，尤其耐寒性和抗热性能较高，如GHJ-1胶可达-180℃—+120℃。在室温下可以固化，使用方便。其缺点是拆胶困难，固化剂和稀释剂有毒，有臭味，且易吸潮，有时出现结晶和混浊现象。

环氧树脂胶多用于室内外和军用仪器以及特殊要求及在湿热气候条件下工作或与海水接触的光学仪器之零件的胶合，也可用于光学零件与金属零件的胶合。几种常用环氧树脂胶的性能指标见表25-28。

表 25-28　环氧树脂胶的性能指标

项目＼牌号	GHJ—1 (661*)	GHJ—2 (662*)	GHJ—3	GHJ—4 (SE—101)	GHJ—5 (HFE—731)
外　　观	浅黄色至黄色	浅黄色	浅黄色	浅黄色	浅黄色
折射率(n_D^{20})	1.54706	1.548—1.550	1.565(19°C)	1.5660	1.550—1.555 (胶态)
耐高低温性能°C (试验数据)	+120— -180	+120— -180	+130— -88	+70— -60	+120—-70
抗拉强度(公斤/厘米²)	275	325	650	340	
抗剪强度(公斤/厘米²)	105	172	250	121	126
耐湿性能(试验结果)	良	良	良	胶层无变化❶	胶层无变化❷
耐有机溶剂性能	良	良	良	良	良
毒　　性	较大	比GHJ—1小	大	小	较大

❶相对湿度为100%，温度为40—45°C，经32小时试验。

❷相对湿度为94%，温度为25°C，经30天试验。

光敏胶

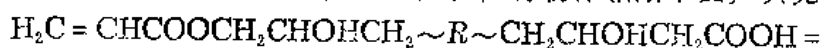
光敏胶是70年代末用于光学零件胶合的一种综合技术性能优良的新型胶种，其中GBN-501最具有代表性，它主要由A组分（包括光敏树脂、稀释剂、阻聚剂、增塑剂和光敏剂等）和B组分（固化剂）组成，使用时以$A:B=4:1$的配比配制而成。

GBN-501光敏胶具有优越的综合技术性能，基本上可以满足光学设计和光学工艺对胶粘剂提出的要求。其外观无色透明，清洁度高，透射率高，线膨胀系数较小，应力小，耐高低温性能好。工艺简单，光固化快，余胶容易清洗。由于采用两次固化，特别适于多块胶合。其主要性能指标见表25-29。

表25-29　光学光敏胶的性能指标

项目　　　　牌号	GBN—501(双组分)	GBN—502(单组分)	注
外　观	无色	无色	
清洁度(可见尘粒)个/5厘米^{3}不多于	10	10	用6^{x}放大镜观察
折射率 n_D^{20}(液)	1.5288	1.5140	
n_D^{20}(固)	1.5500	1.5240	
透射率(%)			
白　光	>90	>88	
单　光	92—94	91.5—92	
固化收缩率(%)	4	6	
线膨胀系数1/°C	547.5×10^{-7} (24—45°C)	930.1×10^{-7} (22—43°C)	用HTV仪器测量
剪切强度(公斤/厘米)	186.5	93.1	
应　力	1 类	1 类	用DPY-1型应力仪测量
耐高低温性能(°C)	-70—+120		
耐溶剂性	良好	良好	
耐老化性能	良好	良好	在50°C，湿度为98—100%下，经100小时，胶层无变化。
耐激光性能	良好		
耐霉菌侵蚀	良好		

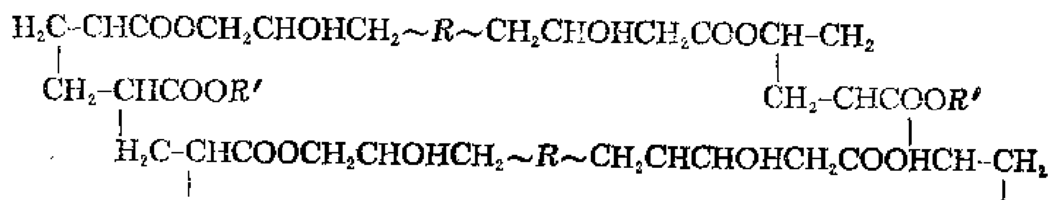
光学光敏胶GBN-501的光固化原理是在紫外光作用下，由于光敏剂的引发作用，使环氧丙烯酸树脂中的双键及带活泼双键的单体交联剂的双键被打开，进行聚合反应，使线性高分子转变为网状结构的高分子，凝胶固化，将物体粘结牢固，其光固化的反应可述为：



$H_2C=CHCOOCH_2CHOHCH_2\sim R\sim CH_2CHOHCH_2COOH=$



$CH_2+CH_2=CHCOOR'\xrightarrow[\text{紫外光}]{\text{光敏剂}}$



晶体 胶粘剂

胶合晶体常用的粘结剂有精制亚麻籽油（n_D^{20}=1.4790—1.4835）、试剂性甘油（n=1.473）、α—溴代萘（n_D^{20}=1.657—1.659）及蓖麻油（n_D^{20}=1.478—1.480）等，其技术性能指标见相应的技术标准。

三、胶层胶合工艺

（1）胶合前的准备工作

①清洁室内及工具，调整室温为22±2℃，相对湿度为60—80%，胶合室要做到空气清洁。

②根据室内温度，选择和配制醇醚混合液，常用混合液的体积比为无水乙醇15%，无水乙醚85%。同时要备有航空汽油，氢氧化钾等，以便清擦零件。

③按图纸要求检查零件是否符合规定要求，结构工艺性等。然后进行几何尺寸选配和光圈配对，棱镜则选配角度。对于三块以上的多块胶合，首先要分组配对胶合，然后根据总体要求，再进行组间配对胶合。

④用无水乙醚清洗松鼠毛刷（每次胶合前都应清洗），要把用于掉胶合面和非胶合面的毛刷分开。

⑤用脱脂布蘸混合液仔细擦拭零件，将擦好的正透镜放在已擦好的负透镜上，使之能自由摆动並出现粗而圆的光圈时即可。擦拭玻璃的次数不宜过多，否则易引起路子或变形。

⑥在60—100瓦灯泡之透射光下用6$^\times$放大镜检查胶合面。

⑦检查合格的透镜放在绒盘内，棱镜则应放在专用夹具上，待胶。

⑧对于抛光后存放已久的零件，若表面上有水印，油迹等疵病时，可用航空汽油或浓度为2.5%的碱液擦拭。已经腐蚀生霉的零件应重新抛光。

（2）胶液的选择

①胶种的选择检查与配制

根据产品图纸规定的胶种，检查或配制胶液。若采用冷杉树脂胶，则根据零件技术要求选择胶的硬度（见表25-30）。采用甲醇胶时，则按规定检查胶液。若采用环氧胶，则按比例配制（见表25-31）。若采用光学光敏胶GBN-501，则按$A:B=4:1$配之。如果采用GBN-502，则可只检查胶液是否过期等。

②最佳稠度的选择

胶液的最佳稠度可根据零件的尺寸精度、结构工艺性等因素试验确定。对于外形尺寸小的零件可用稠度较大的胶。外形尺寸大，中心与边缘厚度差较大，以及耐寒程度要求高的零件用稠度较小的胶。

光敏胶的稠度可用紫外灯或白炽灯照射增粘，亦可不增粘，甚至降粘的办法加以调节，灵活掌握。具体增粘时间可根据零件情况，试验确定。

（3）胶合

①冷杉树脂胶合

擦净胶棒，洗好胶瓶。在酒精灯上把胶棒烘热，然后把胶棒插进胶中，等冷下来后，把试管外面烘一下，即可把胶棒拔出，再插到胶瓶内，保持清洁，盖好。

表 25-30　冷杉树脂胶的硬度

种类	牌号		针入度20°C，200克，1/10毫米	软化点(°C)	使用条件
	本性胶	改性胶			
极硬	Jy3		1—5	70	适合于胶合低温性能要求不高，曲率半径不大和直径小于 20 毫米的零件。使用温度为 +40°C—-25°C。❶
	Jy8	Jy8—G	6—10		
硬	y15	y15—G	11—20	60	适用于胶合高低温性能要求不高，曲率半径较大的中小零件及分划标志等，使用温度为 +40°C—-35°C❶
	y25	y25—G	21—30		
	y35	y35—G	31—40		
中	Zh45	Zh45—G	41—50	50	适用于高低温性能要求较高，直径较大，曲率半径较大及分划板标志等。使用温度为 +30°C❷—-45°C❶
	Zh55	Zh55—G	51—60		
	Zh70	Zh70—G	61—80		
软	R90		81—100	40	适用于高低温性能较高，直径较大，曲率半径大的零件。使用温度为 +25°C—-45°C。
	R110		101—120		

❶指改性胶。

❷高于此温度使用时，可将胶合零件边缘用耐热性能好的胶加固。

表 25-31　几种环氧树脂胶的配方

牌号	材料名称	配比(重量)	牌号	材料名称	配比(重量)
GHJ—1	650#环氧树脂	10	GHJ—4	E-8复合环氧树脂	10
	651#聚酰氨树脂	2—3		593#或596#固化剂	1.62—2.5(593) 2.8—3.5(596)
GHJ—2	650#环氧树脂	10	GHJ—5	复合环氧树脂	10
	β—羟乙基乙二氨	1—1.25		四乙烯五胺	1
GHJ—3	650#环氧树脂	10			
	二乙氨基代丙胺	1—1.2			

将擦好的零件放在垫板上，然后把垫板放在电热板上，並用玻璃罩罩上，进行加热，不同牌号的胶之加热温度见表 25-32。

零件加热后，便可涂胶。涂胶时，小零件用摄子，大零件用手（要戴上手套）操作．一只手压住下面一块，另一只手拿开上面一块，但不宜拿的太高，以防灰尘进入胶层。当零件直径小于 6 毫米时，胶涂在正透镜上，直径大于 6 毫米时，则涂在负透镜上。胶要涂在零件的中心位置，其胶量可根据面积大小，灵活掌握，最理想的情况是当两个零件叠置后，在上面一块的自重作用下，胶液能自然扩展到边缘，而只有极少余胶流出时为佳。涂好胶后，便可排除余胶和胶泡等。对于小透镜可用软木棒压住零件上面轻轻的摆动，排除余胶、胶泡、脏点，使胶层达到均匀，胶层厚一般为 0.01—0.03 毫米。对于直径大于 150 毫米的透镜和

表 25-32　冷杉树脂胶的胶合温度

牌　号	胶合温度（°C）	软 化 点（°C）
Jy3 Jy8	100—130	70
Y15 Y25 Y35 Zh45 Zh55	80—110	60 60 60 50 50
Zh70 R90 R110	60—90	55 40 40

棱镜可用手推动，排除余胶，但摆动量不得超过胶合面的1/3。排完胶泡后，用软木棒或手压住上面一块零件转动一周，以保证胶层的均匀性。然后用干擦布擦去边缘流出的胶，用6ˣ放大镜检查胶合质量，合格后放在用30″水平尺校好的垫板上，加温到60℃左右。此时愿使将承座进行预热5—10分钟，即可在专用仪器上按图纸要求对中心。切注意不可一次对好，要多次校对，以免脱胶或人为的产生应力。

胶合好的零件放入恒温箱（45—50℃），保温2—4小时，消除应力后送检。

②甲醇胶胶合

甲醇胶的胶合工艺与冷杉树脂胶的胶合基本相同。但其最主要的区别在于胶合定心前，零件和胶不需要加热，而定心后，则需要加热到60℃左右，保持10—15分钟，以加速胶层聚合，然后再行冷却和退火。其工艺过程见图25-70。

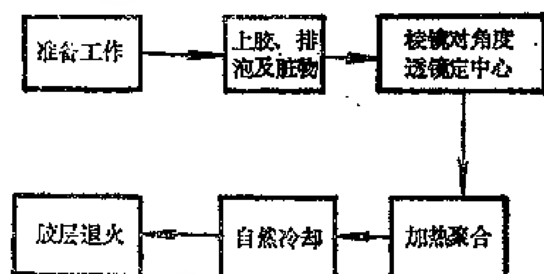


图25-70　甲醇胶胶合过程

在胶合定中心过程中，对于$C=0.01$—0.03毫米的零件，要放在55—60℃的电热板上加热15—20分钟，取下放入承座对中心，对好中心再放到电热板或灯箱（40—45℃）内加热20分钟左右，再放入承座检查中心，直到推不动为止。对于$C>0.04$毫米，直径大于25毫米，曲率半径小的零件可进行自动定中心。在常温下聚合。而棱镜则应在专用夹具上用灯箱或电热板加热（55—60℃）15—20分钟后，才能用仪器对角度，要反复几次，直到合格。然后再放到调平垫板上的专用夹具上，自然冷却。对于直径或边长小于45毫米的零件，应自然静置24小时，而大于此尺寸的零件，应静置48小时以上。

③环氧树脂胶胶合

环氧胶的胶合工艺与冷胶胶合基本相同，但在校正中心和角度时要在平台上用250瓦的红外灯泡烘烤，同时检查其固化程度，当固化到能推动，而不能滑动时，应迅速校正角度和中心。校正好的零件放在平台上，在常温下聚合4—5小时后，再在60℃下保持5—6小时，以使胶层全部固化。或在常温下放置24小时也可。

对于中心偏$C>0.05$毫米，$D<20$毫米，曲率又大的零件可采用自动定中心。

经检查合格的零件，用刀片刮去余胶，用脱脂布蘸混合液擦干净零件表面。

④光敏胶胶合

GBN-501 光敏胶的胶合工艺比较简单，即将涂好胶的胶合零件，在紫外光下照射几十秒或数分钟就可初固化，经定心（对角度）和检查合格后，再放入 60℃ 的烘箱进行后固化 6 小时即可。其操作步骤如下：

a．胶液的配制

GBN-501 光敏胶系双组分，为保证胶液的最佳性能，使用时才配制。配胶前先洗净试管，滴棒并脱脂烘干。将胶的两个组分以重量比 $A:B=4:1$ 的比例倒入试管，轻轻摇晃，使其混合均匀，再用 6# 放大镜在 60—100 瓦白炽灯下检查胶液，若无油丝状物、脏点等即可使用。配好的胶要放在避光的容器内，以防紫外光照射而引起固化。

b．涂胶与排胶

涂胶与排胶的方法与冷胶相同。

c．定中心或对角度

在仪器上定中心和对角度时，要特别注意掌握好胶的最佳粘度。一般增粘可用 125 瓦的紫外灯照射几秒或数分，边照边对，逐步完成。或将胶好的零件放在平台上放置几小时、或用 100 瓦的白炽灯泡烘烤一小时左右均可，具体可视零件的结构工艺性试验确定。

增粘后要及时对中心，且用力要均匀平稳，以免引起脱胶。对好中心或角度后，可用 125 瓦紫外灯，距零件 15—25 厘米照射几十秒或数分钟，进行初固化。然后擦去余胶，用6# 放大镜检查，合格件可放入 60℃的烘箱进行后固化 6 小时。若不合格时，可用力推开或在电热板上稍加热推开。清洗后另行胶合。

用 GBN-501 光敏胶胶合的零件同样可以自动定中心，一般大约为 20 分钟后即可达到目的，然后用紫外灯均匀照射每块零件 2—5 分钟，达到初固化，擦净余胶，检查合格后放入 60℃ 烘箱后固化 6 小时。不合格者应及时拆胶。

如果采用单组分的光敏胶 GBN-502，其工艺更为简单，除不需配胶和进行后固化外，其余皆同。

⑤晶体胶合

各种晶体零件的胶合因其性能不同而异。对于软质和易潮解的晶体要注意擦拭，要用软布，严禁与酸性物质接触，一般要用亚麻籽油或甘油胶合。萤石不宜高温胶合，不能与酸性物质接触，可用溴代萘或甘油胶合。对于水溶性晶体，不能与水接触，温度不能高，可用溴代萘胶合。其他硬质晶体的胶合与玻璃光学零件基本相同，可视具体情况选择胶种。

⑥多块光学零件的胶合

多块零件的胶合，相互位置特别重要，首先要选好基准零件才能保证结构精度的要求。这种胶合以 GBN-501 光敏胶为最好。

⑦保护性胶合

a．膜面保护玻璃的胶合

这种胶合的目的是保护膜层不受破坏，选择胶种时应考虑对光学性能无影响，膨胀系数小，收缩率要小，工艺简单。通常多用GBN—502 光敏胶。清擦时只擦保护玻璃，对于镀膜零件不能用脱脂布擦拭，以免破坏膜层。若发现膜层上有脏点时，可用洗耳球吹掉，然后再行胶合。胶合时要注意有关部位尺寸。

b．分划板及照相标志的保护玻璃胶合

分划板和保护玻璃擦好后用专用玻璃罩罩住，然后再检查所用之胶，若符合要求时便可进行胶合，同时应在专用仪器上或工具显微镜下校正位置。

⑧光学零件与金属零件的胶合

首先用航空汽油清洗金属零件，除去毛刺和油物。擦拭好胶合面和金属零件胶合面后，方可进行胶合。对于较大面积的胶合，为防止因两种材料的膨胀系数不同而引起的应力，可在胶合面上增加缓冲层（如罗筛布）以提高粘结强度。对于多孔性材料应涂有足够的胶液供吸收。

⑨、塑料光学零件的胶合

用光学塑料、有机玻璃及其他有机聚合物制造的零件之胶合，由于表面低能，利用化学键的结合比较困难。加之光学塑料的膨胀系数比玻璃要大10倍，加热时玻璃、胶层与塑料的膨胀系数不同，光圈易变形，或脱胶。实践证明，用GBN-501或GBN-502光敏胶校合较好，因为这种胶含有与有机聚合物相类似的丙烯酸脂基团，根据相似相溶原理，分子扩散形成共界面，从而把零件粘结牢固，其剪切强度达23.3公斤/厘米^2。

(4) 透镜胶合定中心与棱镜对角度

①焦点象定心原理

焦点象定中心是一种传统的定中心方法，它是以负透镜的几何轴为基准，以透镜组的焦点象对负透镜的几何轴的偏离量来表示中心偏差，如图25-71所示，即是利用透射光的焦点象来测量胶合透镜组的中心偏差。

当负透镜旋转时，使其圆柱面始终接触定心仪的承座或V形块的两点，负透镜下表面定位在承座的圆孔上，焦点象F_1的偏离量F_2F_1就反映了偏心差。透镜转动时F_2也旋转，旋转直径$F_2F_3=2F_2F_1$，当移动正透镜使F_2F_3为最小或趋于重合时，就认为正负透镜的光轴与负透镜几何轴重合。此法较为方便，但对负透镜的磨边定心要求较高。另外焦点象的偏离并不完全反映各球心的偏离。焦点象的偏离象是胶合透镜三个球心对负透镜几何轴偏离的综合结果，三个球心在透镜组旋转时，对焦点象的跳动误差，有可能互相抵消，即焦点象不动，但并不保证三个球心在一条直线上，正负透镜并不一定达到共轴，因而产生了假定心现象，影响定心精度。因此，这种方法适用于磨边时，采用球心反射象定心的中等精度零件。

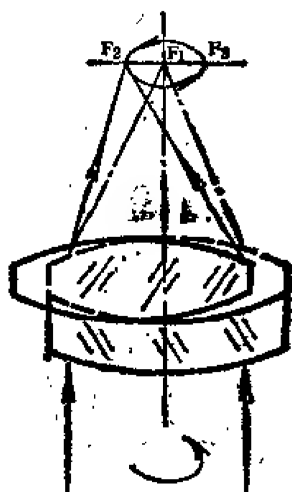


图25-71 焦点象定心

②球心反射象定心

高精度胶合透镜定中心多采用球心反射象法，分别对三个球心进行校正，这种单光路反射胶合定心仪比焦点象定心仪具有较高的定心精度，其实际偏差值C可由下式求出

$$C=\frac{l}{4\beta} \tag{25-88}$$

式中 l——象跳动最大直径；

β——显微镜物镜放大倍率。

但是，此法不足之处在于对上表面可获得纯粹的球心反射象，而另外两个球面的自准球心反射象，由于成象光束要穿过1—2个折射面，折射面反射象发生影响，也会产生假定心现象，各个球心需多次校正，逐步逼近，因而效率较低。为此，生产中又采用了双光路胶合定心仪器等。

③透镜自动定中心原理

对于C>0.03毫米的零件，可采用自动定中心方法，其原理是当胶粘剂呈液态时，籍助零件自重，使透镜的重心与其光轴自动重合，如图25—72所示。自动定中心的平台应用30″水准泡校平，玻璃垫板尺寸不小于Φ300毫米，面形精度应达$N=3$，$\Delta N=0.5$以上。

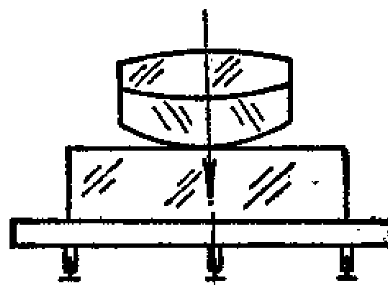


图25-72　透镜自动定心

④、棱镜对角度

棱镜胶合时多利用自准直仪、立式光学比较仪等检查角度，光路的平行性以及位置尺寸的校正等。

(5) 胶层胶合经常出现的疵病与克服

胶层胶合经常出现的疵病及其解决办法见表25-33。

表25-33　胶层胶合常见疵病及克服办法

疵病名称	产生原因	克服办法
中心偏超差	1. 单件中心偏超差； 2. 中心没有校正好； 3. 胶层过软，平台不平零件发生走动 4. 热处理或退火温度太高，零件相对走动。	1. 胶合前仔细检查单件中心； 2. 对中心要反复进行，直到好为止； 3. 胶合前校正平台，固化时间要保证； 4. 严格按规定热处理、防止温度过高，胶层变软。
脱　胶	1. 胶层未完全聚合； 2. 有机溶剂浸入胶缝； 3. 聚合时零件相对位置有较大移动； 4. 胶层太薄； 5. 胶层不干净或变硬。	1. 要保证聚合温度和时间； 2. 擦胶合件时，要防止溶液侵入胶缝； 3. 校正中心时，控制好温度和时间，注意勤校，直到推不动为止； 4. 控制好胶的粘度及加热温度，一般为35—40°C； 5. 严格检查胶液，发现异态，停用。
胶层脏	1. 胶不清洁； 2. 工作室灰尘太大； 3. 零件没有擦干净； 4. 使用工具太脏。	1. 严格检查用胶； 2. 工作间相对密闭，减少空气流动； 3. 使用超净台，合格付料擦试； 4. 工作前认真清洁工具。
非胶合面光圈变形	1. 单件原来不合格； 2. 胶太稠聚合温度太高； 3. 承座温度低； 4. 负镜中心厚与直径比太大； 5. 胶聚合时体积收缩率大； 6. 对中心时用力不均匀。	1. 事先严格检查单件； 2. 控制好胶的粘度与工房温度； 3. 承座与零件温度相近； 4. 选胶要软，聚合温度取下线； 5. 用力均匀，摆动要小； 6. 注意零件的工艺性，采取措施。
胶层变焦变黄	1. 聚合或退火温度太高； 2. 高温聚合时间太长。	1. 正确控制温度与时间，一般冷胶不超过55°C，热胶45°C。
尺寸或角度超差	1. 单件尺寸超差； 2. 对尺寸没有选配； 3. 角度校正不准。	1. 胶前认真检查单件尺寸； 2. 认真进行尺寸配对； 3. 先调好仪器，再测零件。

续表

疵病名称	产　生　原　因	克　服　办　法
胶合面光洁度不好	1. 擦布不清洁； 2. 零件胶合光洁度不好； 3. 胶合面有水印。	1. 认真脱脂擦布； 2. 胶前仔细检查光洁度； 3. 清洁零件一定要擦干姜好备用。

四、光胶

(1) 光胶原理

光胶是依靠分子间的引力使两个光学表面紧密地贴合在一起的一种胶合工艺。分子间的作用力[1]为

$$F = \frac{\lambda}{r^s} - \frac{\mu}{r^t} \tag{25-89}$$

式中　F——分子间的作用力；

λ、μ——系数（均为整数），

r——分子间的距离；

s、t——随物质不同而异的常数（通常 $s=9\text{—}15$；$t=4\text{—}7$）。

式中 $\frac{\lambda}{r^s}$ 项表示斥力，$\frac{\mu}{r^t}$ 项表引力，因 $s>t$，所以 $\frac{\lambda}{r^s} \ll \frac{\mu}{r^t}$。一般当 $r=10^{-3}-10^{-4}$ 微米时，表现出引力，这就要求光胶面的误差为

$$N = \frac{\Delta h}{\lambda/2} = \frac{0.001}{0.25} = \frac{1}{250} \quad \text{道圈}$$

显然，加工这样高的精度是很困难的，况且周围介质温度变化所引起的零件变形还要比这个数量级大 10 倍。但实际上当 $N=1\text{—}2$ 道圈时也能进行胶合，这是一个统计物理现象，产生分子引力的统计面积相当大，足以使两个表面达到光胶。

(2) 影响光胶质量的因素

①零件内部温度梯度的影响

当零件两个表面存在温度梯度 Δt 时，将引起表面变形为

$$\Delta x = \frac{D^2 a \Delta t}{8d} \tag{25-90}$$

式中　D——零件直径；

d——零件厚度；

a——线膨胀系数。

在胶合或观察光圈时，由于零件的外圆非胶合面与手接触的机会多，其温度比胶合面高，从而形成由中心到边缘的对称梯度，产生误差为

$$\Delta x_1 = \frac{D^2 a \Delta t_p}{8d} \tag{25-91}$$

式中　D——零件直径；

d——零件厚度；

α——线膨胀系数；

Δt_p——零件两表面相对应点温度平均值。

Δx 与 Δx_1 的变化趋势相似，只是变形量不同。在胶合时 Δx_1 是不可避免的，但要尽量减少它。

②周围介质温度变化时的影响

当周围介质温度高于两胶合件时，产生低光圈变化趋势，容易引起中间开胶，如图25-73 (*a*) 所示，这时 $t_1>t_2<t_3$。

当周围介质温度低于两光胶件时，即 $t_1<t_2>t_3$，在这种情况下产生高光圈变化趋势，易造成边缘开胶，如图25-73 (*b*) 所示。由此可知，光胶件耐急冷比耐急热性能要差。但可利用此特性进行排气泡和拆胶，而使表面不致损伤。鉴于此，要进行光胶的零件应尽量避免高光圈和塌边。

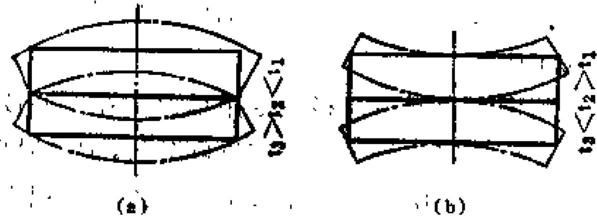


图 25-73 介质温度变化对光胶的影响

③光胶件温度均匀变化时的变形

当光胶件温度均匀，但此刻温度与光胶时的温度不同而引起的两平面的光圈变形为

$$N=2700\cdot\Delta\alpha(\theta_t-\theta_0)\frac{D^2}{5d+\frac{1}{d}(E_1d_1^2+E_2d_2^2)\left(\frac{1}{E_1d_1}+\frac{1}{E_2d_2}\right)} \tag{25-92}$$

式中 N——偏离平面的光圈数；

θ_t——光胶时的温度；

θ_0——变形时的温度；

D——零件直径；

d——两零件的厚度之和；

$\Delta\alpha$——两零件的线膨胀系数之差；

E_1、E_2——两种玻璃的弹性模量。

由此可知，$\Delta\alpha$ 越大，变形就越大，如果两光胶件材料相同，即 $\Delta\alpha=0$，则 $N=0$，这说明只要温度均匀变化不会改变光胶表面的形状。但实际上光胶件的变形是相当复杂的，它与光胶面的曲率半径、材料弹性模量、热膨胀系数，均匀性、原有应力、厚度和直径等都有关。

④表面光洁度对光胶的影响

当光胶面有异物（如灰尘、斑渍等）时，会形成以微粒为核心的小面积脱胶。若尘粒稍大时，可看到在其周围有彩色干涉圈。此外，表面的麻点、路子也会引起脱胶。

(3) 光胶工艺

①光圈配对

按产品图纸要求，选择零件厚度和光圈配对。当零件直径大于60毫米时，光胶面的光圈要求：用样板检时 $N\leqslant1$，$\Delta N\leqslant0.2$。正负透镜互检：$N\leqslant0.5$，$\Delta N\leqslant0.1$。要求胶合面为低光圈，表面疵病不低于Ⅲ级。

②恒温放置

光胶件应在20℃±1℃下恒温放置2—3小时，以使内部温度均匀。零件光胶前不宜存放过久，一般不超过2天，特别是化学稳定性较差的玻璃，前道工序完毕后，就应及时进行光胶。

③擦拭光胶面

擦拭光胶面时要先擦凹镜，擦好后用玻璃罩罩住，再擦凸镜，用毛刷掸去表面灰尘，将凸凹透镜对合在一起，当两光胶面刚接触时，其自由程度应达到光滑，干涉条纹很均匀的移动，并逐渐变粗，这说明光胶面吻合较好。

④定中心

光胶面吻合好后，移入专用承座，在定心仪上校正中心，校好后在零件边缘上轻轻加压，以形成一定空气隙，使空气向外排，但这时要注意，不要使正负透镜发生位移。光胶后再检查中心。对于中心偏要求较低的零件，可用平板和长方体，立方体或角尺等组成90°夹角来校正尺寸。

⑤平面镜的光胶

对于某些平面度要求较高的平面镜，其光胶过程与透镜大体相同。不同之处在于应保证角度及平行度的要求。

(4) 光胶的优缺点

①光胶法的优点

a. 与胶层胶合相比，机械强度较高；

b. 可完全保证胶合件的光学性能，避免了胶层对光的吸收；

c. 性能稳定，光胶的零件一般可保持数十年；

d. 胶合后变形小。

②光胶法的缺点

a. 光胶面加工精度要求高；

b. 对工作环境、工具的清洁度要求高；

c. 由于光胶接触紧密，对中心困难；

d. 耐急冷性差。

(5) 光胶经常出现的疵病及克服

光胶经常出现的疵病及克服办法见表25-34。

表25-34 光胶经常出现的疵病及克服办法

疵病名称	产生原因	解决办法
光胶层有白斑	1. 光胶层有局部空气没排干净； 2. 光胶面局部光圈低，含有空气层； 3. 光胶面有破点，粗纹路，开口气泡，脏点等。	1. 用棉球蘸乙醚，从边缘擦拭，使光胶面脱胶到白斑处，再稍加压力。挤出白斑空气，重新胶合。 2. 重新修磨光胶面。
光胶面脏	1. 光胶面没有清洁干净； 2. 光胶面已腐蚀，生霉。	1. 重新清洁光胶面； 2. 重新修磨光胶面。
脱　　胶	1. 光胶面光圈太高或太低； 2. 空气没有排干净。	1. 重新修磨光圈； 2. 光胶后仔细检查胶面。

续表

疵病名称	产 生 原 因	解 决 办 法
光胶面光洁度不好	1. 室内空气不清洁； 2. 反复推胶，光洁度被破坏。	1. 清洁光胶室； 2. 减少光胶次数，防止推胶。
非胶合面光圈变形	1. 光胶零件大而薄； 2. 光胶面光圈太低，光胶时用力过大。	1. 对大而薄的零件，光胶面光圈必须严格控制。

五、拆胶

零件胶合完工后，如果不合格则需拆胶。但人们知道，往往要求胶合强度高而又好拆，从理论上来说，这就是一个矛盾的统一问题，因而很难找到一个适合各种情况的妙法。一般常用者有下述几种。

(1) 高温拆胶

①直热法 将要拆胶的零件直接放在电热板上或烘箱中加热拆开。加热规范见表25-35。

表 25-35 直热拆胶加热规范

胶 种	加热温度（°C）	开 胶 现 象
甲醇胶	170—240	胶层出现花纹或叶状，并可发出轻微响声。
冷杉树脂胶	70—130	胶层熔化。
环氧树脂胶	250—270	胶层呈红色，逐步碳化。
光敏胶 GBN—501（后固化）	150—180	胶合面出现光圈。

②间热法 用某种溶液间接加热被拆零件，经一定时间并达到一定温度时，便可脱胶。常用溶液及加热规范见表25-36。此法之优点是零件形状不限，废品率低。但周期长，零件表面易受到破坏，特别是化学稳定性差的玻璃表面腐蚀严重。

表 25-36 间接加热拆胶规范

胶 种	溶 液	加热温度（°C）	时间（小时）
甲醇胶	甘 油	230—250	10—20
环氧树脂胶	甘油或蓖麻油 铬酸洗液 水	270—280 200±20 煮 沸	18—20 0.5—3 胶层出现光圈后浸入丙酮。
光敏胶 GBN—501 GBN—502	硫酸，甘油	350—260	2—4（炭化）

(2) 低温拆胶

在低温下利用零件与胶层的收缩率不同，可进行拆胶。将零件冷至－100—－180℃，经10分钟，则可自行脱开，此法能保零件的光洁度，膜层损伤率低，零件的形状及拆胶时间不限。但需要有复杂的设备，并对液态氧要防火、防爆，不能与油脂接触。低温拆胶规范见表25-37。

表 25-37 低温拆胶规范

胶种	温度(℃)	低温材料	脱胶现象
甲醇胶	－120—－180	液态氧	胶层出现光圈
光胶	－20—－25	冰箱或液态氧	同上

(3) 锤击拆胶

此法系藉助锤击时的冲击力，使胶合件脱开，所用工具是一把木榔头。此法之特点是残胶易清洗，能保持零件光洁度。但不熟练者易报废零件，一般适用于粘结面积较小的棱镜。

(4) 溶解拆胶

将零件放入溶剂中浸泡，使胶层溶解。其工艺规范见表25-38。

表 25-38 溶解拆胶规范

胶种	溶解液	时间(天)
甲醇胶	丙酮或酒精乙醚，五合一溶剂，（二氧六环、三氯乙烯、二甲苯、醋酸乙酯、正丁腈，按等体积混合）。	2—7（具体可视零件大小而定）。
环氧树脂胶	五合一溶剂	7—10（加热70℃）

(5) 石蜡拆胶

将零件放入刚熔化的石蜡浴中（70℃左右），继续升温到290—300℃，保温一小时可自行开胶，在蜡将要凝固之前，取出零件，冷至室温，泡在汽油中，洗净石蜡再把零件浸入50℃的重铬酸钾溶液中，保温半小时后，用水洗净，再用乙醇擦洗，开胶率可达90%。

六、胶合零件的检验

胶合零件的相对几何位置与光学性能，例如中心偏、象倾斜、焦距和顶焦距、象质、分辨率和光圈等项目可在专用仪器上检查，光圈可用样板检查。

胶层及工作表面的质量、表面光洁度可根据技术要求，目测或藉助放大镜检查。

高低温性能，在产品规定的范围内进行考核，一般为＋60℃，－65℃。特殊情况按有关要求检查。

检查胶层变化与象质的关系，要想精确计算是十分困难的。一般是通过光圈的变化来判断，通常旋转对称型的光圈反映着球差、慧差，而对称马鞍型光圈反映了象散。胶层的变形过程可用一个微分方程式[15]描述

$$\frac{N\cdot h^3}{12\eta}\Delta\Delta\Delta\,\omega(r,t)=\omega(r,t) \qquad (25\text{-}93)$$

式中 N——平板的弯曲刚度（对于透镜，N 将随 r 而变）；

h——胶层的厚度（也依 r 而变）；

η——胶的粘度；

ω——透镜的变形；

r——半径；

t——时间。

由上式可知，胶层变形过程的速度与胶层厚度 h 的三次方成正比，与胶的粘度成反比。

第十节 光学零件镀膜

一、光学薄膜的分类及用途

为了赋于光学表面所需的光学、电学、物理、化学性能成一定的形状，常采用真空或化学方法，在其上镀制一层或多层不同的薄膜。常用的薄膜及符号[9]见表25-39，薄膜的镀制方法代号[10]见表25-40。光学薄膜的有关计算和性质参阅第十二章。

表 25-39 常用薄膜及符号

序号	术语	符号	备注
1	增透膜	⊕	增透膜又称减反膜、是增加透射光通量的薄膜。
2	外反光膜	(V)	增加反射光通量的薄膜。
3	内反光膜	(Λ)	增加反射光通量的薄膜。
4	分光膜	(Y)	使入射光部份反射，部份透射的薄膜。
5	滤光膜	⊖	能把光谱中不需要的光滤掉的薄膜。
6	防水膜	⊖	使表面憎水防潮的薄膜。
7	保护膜	⊜	起保护作用的薄膜。
8	电热膜	(∿)	使表面带阻抗，导电加热的薄膜。
9	偏振膜	(□)	使入射光束发生偏振的薄膜[11]

表 25-40 薄膜镀制方法代号

镀制方法	代号	镀制方法	代号
溶液沉淀法、水解法	Y	阴极溅射法	R

续表

镀制方法	代号	镀制方法	代号
酸蚀法	S	加热熔化法	G
电解或氧化法	D	气体成膜法	Q
真空蒸发法	F	喷刷及其他	B

二、真空镀膜

(一) 真空镀膜原理

在真空中加热金属或介质材料，当其达到一定温度和蒸气压强达到或超过周围气压时，被加热的金属或介质的原子或分子从本体逸出而形成蒸气，以直线形式向四面八方辐射，其平均自由路程与气体压强成反比。一般真空蒸发距离为200-400毫米，故在压强10^{-5}毫米汞柱就可以了，如果在一定位置上放好零件，蒸气分子撞击而凝聚在待镀零件表面上就形成了所需要的薄膜。

真空镀膜是在真空镀膜机上进行的，一般常用的镀膜机是钟罩式的，钟罩直径有300、450、700、1000、2200等不同规格，极限真空度为5×10^{-6}乇左右，蒸发方式有电阻加热和电子枪（主要有直枪、环枪和e枪等），并配有不同的膜厚控制装置等。抽气系统、电气系统等也大同小异。

为了精确控制薄膜的性能参数，在镀膜机上需要安装更多控制测量仪器，微处理机等，因而又出现了一种箱式镀膜机，它有取代钟罩式镀膜机的趋势。箱式镀膜机（如图25-74）的性能特点主要有以下几点：

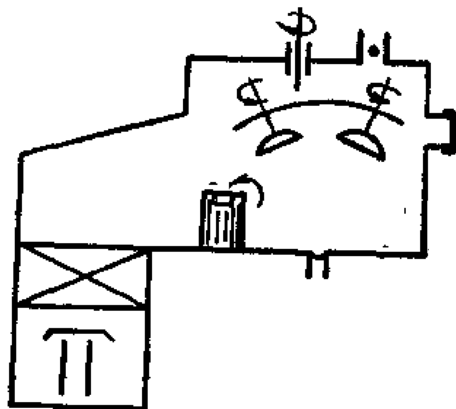


图25-74 箱式镀膜机示意

①抽速大，如对$\phi700$的真空室使用12000升/秒的大抽速。5分钟可达1×10^{-5}乇，10分钟可达1×10^{-6}乇，最好的真空度可达1×10^{-7}乇。

②采用大功率（如6千瓦）的磁偏转电子枪和充氧反应蒸发技术。充氧是用一个橡皮球通过针形阀向真空室充气。

③采用微处理机和各种精密膜厚控制仪。例如双光路单波长光度计；显示式快速扫描分光光度计，以及石英膜厚控制仪等。

④镀膜机装有能够分析真空室气体成分的四极质谱仪，用以保证薄膜的成分和性能。

⑤镀膜机装有过程控制仪，以尽可能保证成膜条件的一致性。

另外，还有快周期镀膜机、超高真空镀膜机和溅射镀膜机等。

(二) 蒸发技术

(1) 电阻加热蒸发法

电阻加热蒸发法是将高熔点金属(如钨、钼、钽、铂等)制成丝状或舟状蒸发器，通以大电流，产生高温，使蒸发器中的膜料受热至气化点而蒸发。这种方法要求膜料的熔点低于蒸发器的熔点。故此法不能用于高熔点膜料的蒸发，有些膜料若在蒸发过程中能和蒸发器相湿

或能形成合金与化合物时，不能用此法镀制、特别是高纯膜。

（2）电子束蒸发法

①电子束蒸发原理

金属在高温状态时，其内部的一部分自由电子获得足够的能量，逸出金属表面，即热电子发射。电流密度与金属温度的关系如下

$$I_e = A_0 T^2 e^{-e\phi/KT} \tag{25-94}$$

式中　I_e——发射电流密度（安/厘米²）；

A_0——常数，等于60.2（安/厘米²·度²）；

T——金属的绝对温度；

ϕ——逸出功（电子伏特）；

k——玻耳兹曼常数，等于8.62×10^{-5}（电子伏特/度）；

e——电荷量（1.6×10^{19}库仑）。

如果把此金属作为电子发射源，而加以一定的电场（或磁场）时，发射电子在电场中向阳极方向运动，电场的电压越大，电子的运动速度越快，电子的运动速度为

$$V = 5.93\times10^7\sqrt{U}\ (\text{厘米/秒}) \tag{25-95}$$

若电压U为10千伏，则可算出电子的速度$V=6\times10^4$公里/秒，这样高速的电子流，再加以一定形状的电场或磁场，使之会聚成很细的密集电子束，这个电子束击中固体物质表面时，其动能几乎全部转换成热能，被击材料迅速升至高温。电子束蒸镀的热效应可由下式导出，其能量为

$$W = n\cdot e\cdot U = IU \tag{25-96}$$

式中　n——电子密度；

整个热量为

$$Q = 0.24\, I\cdot U\cdot t \tag{25-97}$$

式中　t——时间（秒）。

由于气化过程是在被镀材料表面上进行，盛放膜料的坩埚温度，将大大低于被蒸镀材料被击中点的温度，从而排除了蒸发器气化的可能性，因此能获得高纯度和高强度的薄膜。

②电子枪的类型

产生电子束的装置称为电子枪。电子枪主要有直枪、环枪、L枪和e枪等。但比较好的是e型枪，即磁偏转电子枪，其偏转角度有180°、225°、270°等，图25-75所示为一种通用e型枪。

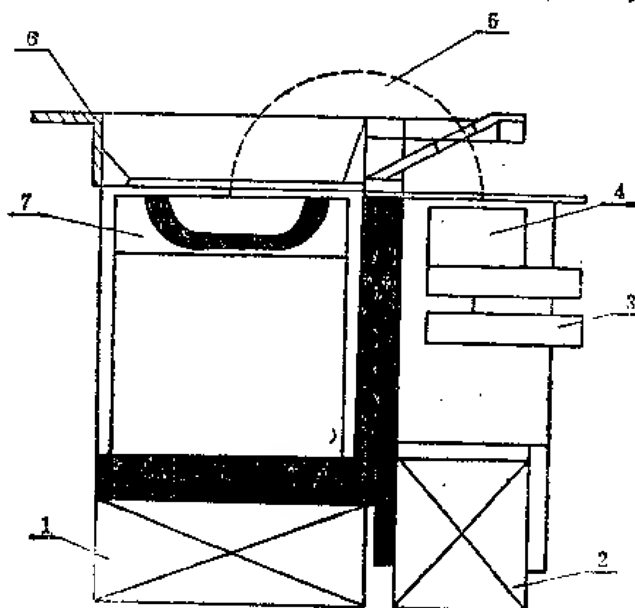


图25-75　e型电子枪示意图　1. x轴扫描线圈；2. y轴扫描线圈；3. 高压电极；4. 电子束发射装置；5. 电子束；6. 二次电子吸收极；7. 水冷坩埚。

这种电子枪不仅具有环枪和直枪的优点，而且克服了它们的缺点，结构也较简单。由于电极间的距离较大，因而功率可以加大，一般为3—6千瓦，能够实现较

大的蒸发速率。

(3) 氧化反应蒸发法

①纯氧反应法

纯氧反应蒸发机理是在 10^{-4} 毛（1.33×10^{-2} 帕斯卡）时，气体分子的平均自由路程约为 50 厘米，因此，在气态状况下碰撞而形成氧化膜的几率是极小的。氧化膜的主要反应结合是在基底上进行的。蒸发材料的分子与氧分子在基底上碰撞，一些被吸附着的分子进行化学反应而形成氧化膜，而另一些被反射掉或再蒸发。由于反应蒸发过程是一个次序过程，吸附着的原子渗入薄膜表面，并扩散居于低势能位的晶格中，所以在反应蒸发中可利用蒸气分子与氧分子的碰撞率或控制基底的温度来控制凝结膜的成长过程，而获得性能稳定的耐酸碱和牢固的氧化物薄膜。

②离子氧反应蒸发法

此法的特点系利用高压电离氧分子进行反应结合，其机理类似纯氧反应蒸发。这样显然增进了反应，使蒸发材料与剩余氧分子间的化学反应更加完全，凝结膜的化学成分更加大大提高了效能。在室温下利用离子氧反应蒸发 TiO_2，可制得性能优良的膜层，这为难以制备的氧化物薄膜，以及经不起高温烘烤的光学零件镀膜开辟了新途径。

(4) 阴极溅射法

在低真空中，阴极在荷能离子（通常为气体正离子）轰击下，其表面原子从其中逸出的现象谓之阴极溅射。逸出的原子一部分受到气体分子的碰撞而回到阴极，另一部分则凝结于阴极附近的基底上形成薄膜。

阴极物质不同，溅射率亦不同，若干阴极物质在氩气中的溅射率见表 25-41。

表 25-41　若干阴极物质在氩气中的溅射率

金　　属	铋 Bi	砷 As	铊 Tl	锑 Sb	银 Ag	金 Au	铅 Pb	锌 Zn	铜 Cu	碳 C	锡 Su
溅射率 Q（毫克/安倍小时）	1470	1100	1082	890	740	460	460	340	300	262	196
每安倍小时所释放出克原子数	70	15.3	5.3	7.4	6.8	2.34	1.9	5.2	4.7	2.2	1.7
金　　属	铁 Fe	镍 Ni	钨 W	钼 Mo	钴 Co	锰 Mn	镉 Cd	铝 Al	铬 Cr	钽 Ta	镁 Mg
溅射率 Q（毫克/安倍小时）	68	65	57	56	56	38	32	29	27	16	9
每安倍小时所释放出克原子数	1.21	1.11	0.31	0.58	0.95	0.69	0.92	1.05	0.51	0.09	0.38

使用的气体不同，溅射率亦异，一般原子量越高，溅射率亦越高。常用的气体以氩气为最高，氦和氢最低。一般使用的气体压强为 0.01—0.1毛。材料在基底上的淀积速率为

$$Q=CIr \tag{25-98}$$

式中　Q——淀积速率；

C——溅射装置特性常数；

I——离子流；

r——溅射系数（它是溅射电压与所用离子的函数）。

溅射工艺参数：离子轰击真空度 5×10^{-3} 毛，电压 2500 伏，电流 25—40 毫安，时间

20—30分钟。溅射时真空度1×10^{-4}毛，电流20—25毫安，电压2000—2400伏。膜厚控制，在固定装置中可以调节气体数量来控制电流与淀积时间来实现。

(5) 激光蒸镀法

激光蒸发与电子束蒸发类似，尚处在实验中。

(三) 薄膜厚度控制方法

准确地控制膜层的厚度是极其重要的，生产中常用的方法有下列几种：

(1) 目视法

这种方法是利用人眼对薄膜厚度变化时引起光束透射强度的变化或薄膜的干涉色的变化来判断膜层厚度的。

当单层膜的厚度为$\lambda/4$，薄膜的折射率为基底折射率的平方根时，对此波长λ而言，产生零反射。而对其他波长的光仍有不同程度的反射，这样如果入射光是白光，则反射光因缺少某些颜色的光而带有颜色，颜色的变化决定于光学厚度的变化。对于一定的颜色必定相应地对应于一定的膜厚，于是可以根据反射光的颜色近似地判定薄膜的光学厚度。反射光与透射光是互补的，如图25-76所示。

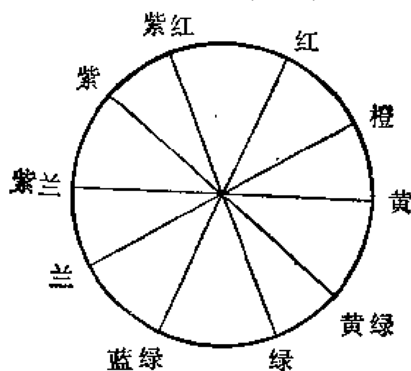


图25-76　色光互补图

(2) 极值法

在镀膜过程中，随着介质膜厚度的增加，在$\lambda/4$和其整数倍的厚度时，其反射光和透射光的强度，陆续出现极大值和极小值，利用这种原理来控制膜厚的方法通常叫极值法。极值法的透射光（或反射光）强度随着膜厚的增加近似成正弦变化。在接近极值点时，光强度随着膜厚的变化将变得缓慢，极值点不易控制准确，尽管操作者注意力高度集中，也难判断误差，这就影响了极值法的控制精度。因此，在控制过程中，当看到读数的变化越来越慢，快要不动时，就要立刻关挡板，并停止蒸发，这样才能使膜厚控制得比较精确。此法所测精度一般可达2%。

此法的测量装置不完全相同，一般由光学系统和电气仪表两个部分组成，前者包括点光源、光调制器（频率为300周/秒）、聚光镜和反光镜、滤光片或单色仪组成。后者则包括接收器、指示器和稳压器等。

(3) 波长扫描法

波长扫描法亦称振动狭缝法，其实质是在非吸收的基底上或在总的光学厚度为某波长$\lambda_0/4$的整数倍的多层介质膜上，镀一层电解质薄膜，当其光学厚度也为$\lambda_0/4$整数倍时，则膜系的透射率或反射率达到极值。此时用接收器、接受透过膜层的波长为λ_0的单色光，输出的电信号（光电流）也达到极值。如果光的波长在λ_0附近，以频率f做周期扫描运动，由于薄膜的透射率是波长的函数，光电流也必定会含有频率为f的基频分量。当透射率的极值出现在λ_0时，f分量消失。光电流可用薄膜透射率$\tau(\lambda)$和光电系统的响应度A的乘积表示，即

$$i=A\tau(\lambda) \qquad (25\text{-}99)$$

系统的响应度也是波长的函数。无论做正弦波或分波的调制，光电流随着薄膜厚度的变

化而变化。光电流包括：

①由 $\tau(\lambda_0)$决定的直流分量，因 $i_0 = A\tau(\lambda_0)$，它与波长扫描频律 f 无关，相当于用波长为 λ_0 的单色光做极值法控制情况。

②与扫描频率相同的最大的交流分量，它正比于薄膜透射率的一阶导数的基频分量

$$i_1 = aA\left(\frac{d\tau}{d\lambda}\right)_0 \cos 2\pi ft \tag{25-100}$$

③频率为扫描频率的倍频（2f）的交流分量

$$i_2 = \frac{a^2}{4}A\left(\frac{d\tau^2}{d\lambda^2}\right)_0 \cos 2\pi(2f)t \tag{25-101}$$

式中 f——调制频率；

a——调制幅度。

光电交流通过频率为 f 的选频放大器，滤去直流成分和高次谐波，仅将基频交流分量 $i_1 = aA\left(\frac{d\tau}{d\lambda}\right)_0 \cos 2\pi ft$ 显示在示波器上。现只讨论$\left(\frac{d\tau}{d\lambda}\right)_0$这项。

若一束波长为 λ 的单位振幅平行光入射于各向同性的平行平面的均匀平面上，此膜被镀在折射率为 n_2 的基底上，膜厚为 d，膜层折射率为 n_1，空气折射率为 n_0，（$n_0 = 1$），在垂直入射时 $\varphi_0 = 0°$，则透射率 τ 为

$$\tau = \frac{n_2 t_1^2 t_2^2}{1 + 2r_1 r_2 \cos 2\delta_1 + r_1^2 r_2^2} \tag{25-102}$$

式中 r_1，t_1 表示光从 n_0 传播至 n_1 时的菲涅尔系数，r_2，t_2 表示从 n_1 传至 n_2 时的菲涅尔系数，δ_1 为膜层的位相厚度

$$\delta_1 = \frac{2\pi}{\lambda} n_1 d \tag{25-103}$$

$$\frac{d\tau}{d\lambda} = \frac{8\pi n_2 n_1 d r_1 r_2 (t_1 t_2)^2 \sin\frac{4\pi n_1 d}{\lambda}}{\lambda^2\left[1 + (r_1 r_2)^2 + 2r_1 r_2 \cos\frac{4\pi n_1 d}{\lambda}\right]^2} \tag{25-104}$$

$$\left(\frac{d\tau}{d\lambda}\right)_0 = \frac{8\pi n_2 n_1 d r_1 r_2 (t_1 t_2)^2 \sin\frac{4\pi n_1 d}{\lambda_0}}{\lambda_0^2\left[1 + (r_1 r_2)^2 + 2r_1 r_2 \cos\frac{4\pi n_1 d}{\lambda_0}\right]^2} \tag{25-105}$$

即$\left(\frac{d\tau}{d\lambda}\right)_0$是膜层厚度 $n_1 d$ 的函数，当厚度达到$\frac{\lambda_0}{4}$，$\frac{\lambda_0}{2}$，$\frac{3\lambda_0}{4}$……时，$\left(\frac{d\tau}{d\lambda}\right)_0 = 0$，这时示波器上的波形消失，只能看到一条直线，通常称为零线，这就是波长法的调制原理。

由于用示波器或仪表的零点位置来确定薄膜的预定厚度，此法也称为零位平衡法。

若用$\frac{\partial\left(\frac{d\tau}{d\lambda}\right)_0}{\partial n_1 d}$表示零位平衡法的灵敏度，在厚度为 $\frac{\lambda_0}{4}$，$\frac{\lambda_0}{2}$，$\frac{3\lambda_0}{4}$，……时，$\frac{\partial\left(\frac{d\tau}{d\lambda}\right)_0}{\partial n_1 d} \neq 0$，这说明膜层厚度稍有偏离极值处，$\frac{d\tau}{d\lambda}$均不为零，根据产生这一波形的变化来控制膜的厚度，故其精度比极值法高。

（4）双色法

任何薄膜都对应于一定的光谱透射率和光谱反射率，而光谱透射率或反射率是波数$\frac{1}{\lambda}$函数。如果一个膜层的光谱透射率τ是中心波数$\frac{1}{\lambda_0}$处的对称曲线，对应着某一确定的透射率就对应于二个等距离波数$\frac{1}{\lambda_1}$和$\frac{1}{\lambda_2}$，如果该层的厚度有所增加，即会引起透射率（或反射率）的变化。从而破坏了在达到$\frac{\lambda}{4}$时的一瞬间所形成的曲线的对称性，即说明在$\frac{1}{\lambda_1}$和$\frac{1}{\lambda_2}$的两处的透射率不等。双色法膜厚控制原理就是利用这一特性。测定在蒸发过程中两个波数处的透射率（或反射率的差值，在蒸镀过程中每个单层的厚度能用指示仪表（放大器）来进行控制，此仪表反映出在薄膜的光学厚度恰为$\frac{\lambda_0}{4}$波长时的瞬间，差动放大器中的信号差恰好为零所指示的信号。

不同的膜层厚度对应着不同的光谱透射率（或反射率）曲线，因此，用比较二个不同波长处的透射率值（或反射率）的方法就能准确地控制光学薄膜的淀积厚度。通常镀制$\lambda/4$的增透膜，多层介质高反膜、全介质干涉滤光片，全介质对称膜系等都可用此法控制。

（5）石英振荡法

石英晶片压电效应的固有频率，取决于其几何尺寸和切割类型，当晶片上镀上某种膜层，使晶片厚度增大，则晶片的固有频率相应的衰减，石英晶体薄膜厚度控制仪就是通过测出频率的变化从而控制淀积膜层的厚度。晶体固有频率f与厚度d_g的关系为

$$f=\frac{N}{d_g} \tag{25-106}$$

式中　f——固有频率；

d_g——晶体厚度；

$N=\left(\frac{c}{4\rho_g}\right)^{\frac{1}{2}}=1670$ 千赫毫米。

如果石英晶体被淀积有一定厚度的薄膜时，则其固有频率的变化，可用晶体等效厚度的增量Δd_g来描述。淀积薄膜厚度为Δt，淀积材料的密度ρ_M，石英晶体的密度ρ_g，则Δd_g与Δt有如下关系：

$$\Delta d_g=-\frac{\rho_M}{\rho_g}\Delta t \tag{25-107}$$

当在石英上蒸镀一层薄膜时，等效厚度就增加Δd_g，其固有频率就相应减少Δf。Δf与Δd_g的关系式可由$f=\frac{N}{d_g}$式微分得到

$$\Delta f=-\frac{N}{d_g^2}\Delta d_g \tag{25-108}$$

式中负号表示等效厚度增加时，其固有频率减小。

$$\Delta f=S\cdot\Delta t \tag{25-109}$$

式中　S—变换灵敏度。

在淀积薄膜厚度不大时，固有频率f变化很小，可近似地视为常数，因此，S也可视为常数。

由上式可以看出，石英晶体固有频率的变化Δf，与淀积薄膜厚度Δt成正比。因此可藉

助观察石英晶体的固有振荡频率的变化来实现对薄膜厚度的控制。

总之，膜厚控制方法较多，且日益完善，例如对复杂膜系控制还发展了一些性能更加全面的光谱分析仪 SPAI，其特点是：

①快速扫描，光谱工作范围 4000—11000 埃，扫描频率 16 千赫，光谱分辨率 20 埃，可用示波器显示，数字显示或打印输出，使用方便。

②具有多功能系统，同时显示镀膜过程的分光反射率曲线或透射率曲线，还可按仪器内部的计算机和各种程序，自动评价和控制镀膜过程等。

（四）真空镀膜基本工艺

真空镀膜工艺包括膜料选择，基底质量与清洁，淀积参数的选择和膜层均匀性及膜厚的控制部分等。

（1）膜料选择

选择膜料时应考虑光学特性（如折射率、透明区等）、蒸发方法、薄膜的机械特性（硬度、耐摩性、内应力等）、化学特性（抗大气腐蚀的稳定性、溶解度及与其它材料的相湿性等）、毒性（应尽量避免采用有毒的材料）和特殊用途的特性（如导电率和介电常数等）。

（2）基底的质量与清洁

一般基底有无色光学玻璃（$n=1.47-1.80$）、熔融石英玻璃（$n=1.457$）、硅（$n=3.5$），锗（$n=4.0$）、块状硫化锌（$n=2.2$）等。激光器用的基底材料见表 25-42。

表 25-42 激光器用的薄膜基底材料

基底材料	折射率 (n)	波长 λ（微米）
KDP（磷酸二氢钾）	$n_o=1.509$，$n_e=1.468$	0.59
K_9 玻璃	1.516	0.59
钕玻璃	1.51	1.06
红宝石	1.76	0.69
YAG（钇铝石榴石）	1.81	1.06
钨酸钙	1.90	1.06
铌酸钾	$n_o=2.325$，$n_e=2.232$	0.53
硫化锌	2.20	10.0
三硫化二砷	2.37	11.0
锗	4.0	红外用
铜和铍青铜		红外用

对于基底的质量，要求光洁度 ▽14，面形误差（N 及 ΔN）和表面疵病，由光学系统要求给定。镀膜前的表面疵病应比镀膜后要求高一级。在激光中应用的薄膜，为了提高破坏阈值，对基底的面形误差和表面光洁度要求很高，尤其是激光反射膜的基底，有的面形误差竟高 $N=0.05$，$\Delta N=0.05$，$B=$ Ⅰ－10。此外，反光镜本身要求有很高的平行度。

基底的清洁也十分重要，直接影响着镀膜的质量，一般清洁的方法如下：

①刚抛光过的新基底，可用脱脂棉脱脂布蘸无水乙醇或混合液擦拭，用“哈气”法检查。

②保存较久、化学稳定性较好的基底，先用湿脱脂棉蘸碳酸钙擦拭表面，用水冲洗干净，擦干，再放入铬酸洗液中浸泡半小时，至数小时，取出后用水冲洗，最后用上述办法处理。

③保存较久、化学稳定性较差的玻璃，若已受大气侵蚀，需重新抛光，然后再按①法处理。

④退修的基底，必须先清除掉表面上的膜层后，再用棉花蘸少量的碱红粉，轻擦表面，然后再按①项办法处理。

⑤对于大批量生产，可用超声波清洗清洁基底。其他如异丙醇蒸气清洗、去离子水清洗等亦有应用。

（3）真空镀膜工艺过程

真空镀膜一般工艺过程如图 25-77 所示。

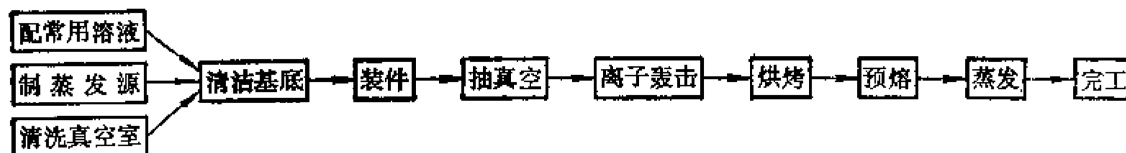


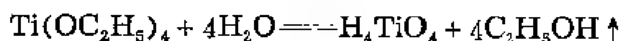
图 25-77 真空镀膜工艺过程

三、化学镀膜

常用的化学镀膜方法[17]有下列几种

（1）酯类水解法

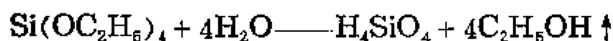
常用材料为钛酸乙酯和硅酸乙酯，以乙醇或丙酮作溶剂。成膜反应



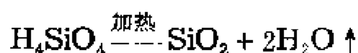
$$Ti(OC_2H_5)_4 + 4H_2O = H_4TiO_4 + 4C_2H_5OH\uparrow$$



$$H_4TiO_4 \xlongequal{加热} TiO_2 + 2H_2O\uparrow$$



$$Si(OC_2H_5)_4 + 4H_2O — H_4SiO_4 + 4C_2H_5OH\uparrow$$



$$H_4SiO_4 \xlongequal{加热} SiO_2 + 2H_2O\uparrow$$

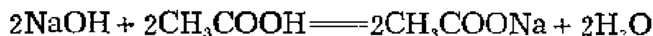
此法获得的二氧化钛薄膜的折射率 $n_D = 1.8—2.2$；二氧化硅薄膜折射率 $n_D = 1.44—1.46$。这种方法使用的设备是离心机。

（2）酸蚀法

这是一种古老的方法，即将硅酸盐玻璃在酸类溶液中浸蚀，然后通过烘烤，使玻璃表面生成一层二氧化硅膜。常用浓度为 0.5% 的醋酸，其反应过程



$$Na_2SiO_3 + 2H_2O \rightleftharpoons H_2SiO_3 + 2NaOH$$



$$2NaOH + 2CH_3COOH = 2CH_3COONa + 2H_2O$$

其中醋酸钠 CH_3COONa 溶于水，胶态硅酸层附于玻璃表面。由于硅酸不稳定，遇热脱水分解



$$H_2SiO_2 \xlongequal{加热} SiO_2 + H_2O\uparrow$$

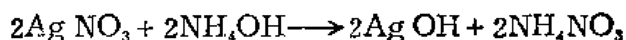
因此，烘烤后玻璃表面便得到二氧化硅膜。

（3）溶液沉淀法

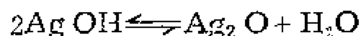
在玻璃或其他材料表面上利用溶液沉淀的方法进行表面镀银，俗称化学镀银。其原理是将银氨络离子中离解出来的银离子，通过还原剂的作用，还原成银原子，沉积在玻璃表面上，逐渐形成银膜。

碱性银氨络盐溶液是在硝酸溶液中加入一定量的氨水和氢氧化钾获得，化学反应过程如

下



$$2AgNO_3 + 2NH_4OH \longrightarrow 2AgOH + 2NH_4NO_3$$



$$2AgOH \rightleftharpoons Ag_2O + H_2O$$

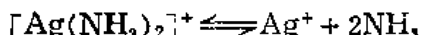


$$Ag_2O + 4NH_4OH \longrightarrow 2[Ag(NH_3)_2]OH + 3H_2O$$

生成的碱性银氨络盐在溶解液中离解

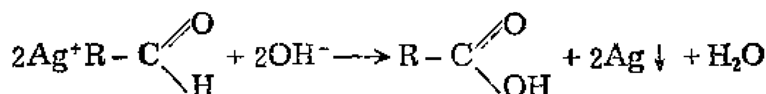


$$[Ag(NH_3)_2]OH \rightleftharpoons [Ag(NH_3)_2]^+ + OH^-$$



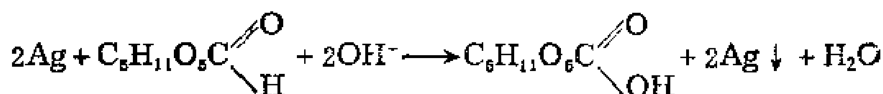
$$[Ag(NH_3)_2]^+ \rightleftharpoons Ag^+ + 2NH_3$$

银铵络盐离解形成的银离子，在葡萄糖、酒石酸钾钠、甲醛等含醛基 $\left(-C\genfrac{}{}{0pt}{}{\diagup O}{\diagdown H}\right)$ 的还原剂作用下，产生银镜反应，生成银原子



$$2Ag^+ R-C\genfrac{}{}{0pt}{}{\diagup O}{\diagdown H} + 2OH^- \longrightarrow R-C\genfrac{}{}{0pt}{}{\diagup O}{\diagdown OH} + 2Ag\downarrow + H_2O$$

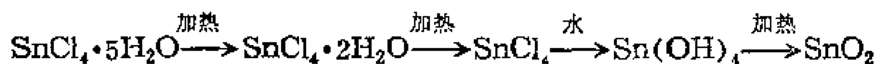
化学镀银的还原剂有葡萄糖、酒石酸钾钠和甲醛等，若以葡萄糖为例



$$2Ag + C_5H_{11}O_5C\genfrac{}{}{0pt}{}{\diagup O}{\diagdown H} + 2OH^- \longrightarrow C_6H_{11}O_6C\genfrac{}{}{0pt}{}{\diagup O}{\diagdown OH} + 2Ag\downarrow + H_2O$$

(4) 气相反应法

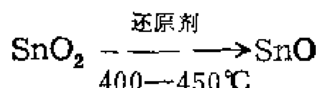
利用气相反应可制造二氧化锡电热膜。在空气中将四氯化锡 ($SnCl_4 \cdot 5H_2O$) 进行系统处理后，在 400—450℃条件下可获得一种半导体性质的固体薄膜，反应过程如下



$$SnCl_4\cdot 5H_2O \xrightarrow{\text{加热}} SnCl_4\cdot 2H_2O \xrightarrow{\text{加热}} SnCl_4 \xrightarrow{\text{水}} Sn(OH)_4 \xrightarrow{\text{加热}} SnO_2$$

（$SnCl_4\cdot 5H_2O$ 经"水"直接至 $Sn(OH)_4$）

生成的二氧化锡在加热条件下，与还原剂，如三氯化锑、苯肼、甲醛液及乙二醛等作用，可转化为一氧化锡，即



$$SnO_2 \xrightarrow[400-450℃]{\text{还原剂}} SnO$$

一氧化锡还能自身氧化-还原反应



$$2SnO \xrightarrow{400-450℃} Sn + SnO_2$$

因此，在玻璃表面上形成的电热膜实际上是由二氧化锡、一氧化锡和锡组成的。

(5) 浸镀法

这种方法适用于较大面积的化学镀膜，如绝缘薄膜，保护薄膜，电热膜等。常用者为二氧化硅浸镀法。它是在一种专用的浸镀槽和提拉装置中完成的。一次浸镀可得到 0.35 微米厚的薄膜，如欲得到更厚的薄膜，可采用多次浸镀法。所获薄膜应放在 450—500℃下加热烘烤 5—10分钟，然后在 500× 显微镜下检查。

浸镀液中的杂质含量不得超过

钠 (Na)	$1\times10^{-4}\%$；
铁 (Fe)	$1.5\times10^{-6}\%$；
铜 (Cu)	$1\times10^{-6}\%$。

薄膜厚度与提拉速度的关系如图 25-78 所示。

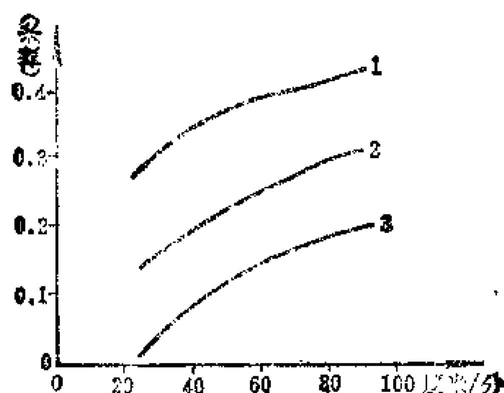


图25-78　薄膜厚度与提拉速度关系

1. 二氧化硅浸镀液；　2. 二氧化硅浸镀液+稀释剂(1:1)；　3. 二氧化硅浸镀液+稀释剂（1:2）。

第十一节　分划元件的刻度与照相

一、概述

为了测量与瞄准需要在光学系统的某些光学元件上刻制成组的直线、曲线、数字、指标或其他形式的图案。这些线组图形谓之刻度或分划。

刻度与分划的精度是指线条的宽度B与线条间隔b的公差值，或线条角度的公差值。这些公差值的大小与线条宽度及角度的公称值有关，刻度精度分三级：

①高精度：线性尺寸公差为0.001—0.01毫米，角度公差6″以上。

②中精度：线性尺寸公差0.01—0.1毫米，角度公差为1′—6″。

③低精度：线性尺寸公差>0.1毫米，角度公差>1′。

线条宽度与间隔的比约为$B=\frac{b}{10}$。被线条遮住部分的角值一般不超过0.5′，即$B=$ $=0.00014f'$，其中f'分划板前面的光学系统之焦距。

为了保证分划元件的质量，材料的气泡度要求为1A，条纹度要求为1B，化学稳定性要好，常用BaK7和K_8，前者适于酸蚀法制造，而后者则适用于机械刻划或照相法制造。对于制造高精度的分划元件，如长标尺，度盘和光栅，所用材料还应很好地退火，且要求膨胀系数要很小。分划元件的表面疵病为$B=0\sim$Ⅰ—30级，面形误差为$N=10$，$\Delta N=1$，楔形角公差$\theta=10'\sim15'$。复制零件要求$N=5\sim8$，$\Delta N=0.5\sim1$，$\theta=20''\sim40''$。

二、机械化学或物理法[16]

（1）纯机械法

此法系在刻度机上用金刚石刀直接刻划玻璃或金属膜（如铝膜、银膜和铬膜等）来制取分划，此法适用于刻制少量的0.02毫米以下的线条。

（2）机械化学法

机械化学法也叫刻度腐蚀法，简称腐蚀法。它是在零件表面上涂一层耐酸的刻度蜡，用钢刀或红宝石，白宝石刀在蜡层上刻划图形，然后酸蚀玻璃。此法可获得0.003毫米的线

条，而常用来制取 0.006 毫米以上的线条。其工艺过程如图 25-79 所示。

刻度腐蚀法的工艺特点：用醇醚混合液清洗好光坯，按操作守则涂蜡。固态蜡（也称热蜡）针入度为 17—18，熔化温度为 160—180℃，熬好后用鹅毛仔细均匀涂布。若用冷蜡，可用离心法涂之，转速为 1000—2500 转/分。浸涂时的提拉速度为 150—350 毫米/分。涂好蜡后，用钢刀在蜡层上浮刻，一般用的设备有靠模铣床和刻线机。浮刻后，在非刻划面涂上保护蜡（纯蜂蜡或加 1/3 的石蜡配成），涂补蜡完工，送腐蚀刻线。线宽为 0.02 毫米左右，较难腐蚀的玻璃，可用浓度为70%以上的浓氢氟酸气体腐蚀，其余可用混合酸（氢氟酸、硫酸和磷酸，可按强腐蚀、中强腐蚀和弱腐蚀的不同情况具体配之）腐蚀。在对玻璃腐蚀中，各种酸的作用：

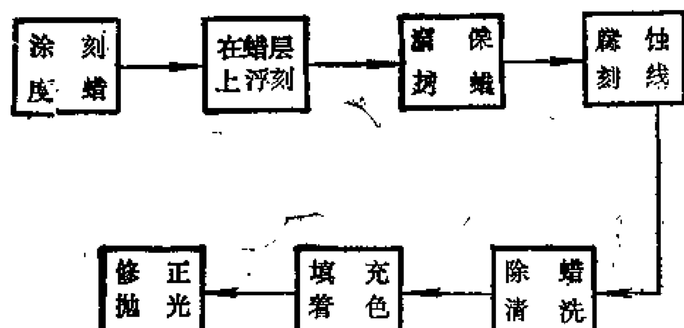
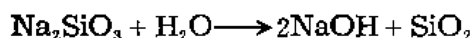


图 25-79　刻度腐蚀工艺过程

①氢氟酸：主要是使不溶性的硅酸盐和 SiO_2 本身变成可溶性盐类，破坏玻璃表面，如以常用的硅酸盐玻璃中的 Na_2SiO_3 为例，在酸蚀时的反映过程如下

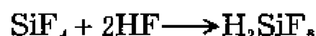


$$Na_2SiO_3 + H_2O \longrightarrow 2NaOH + SiO_2$$



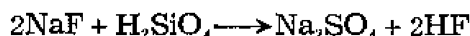
$$2NaOH + SiO_2 + 6HF \longrightarrow 2NaF + SiF_4 + 4H_2O$$

产生的 SiF_4 是挥发性物质，但在酸液中能与过量的 HF 生成的硅氟氢酸

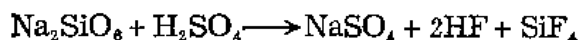


$$SiF_4 + 2HF \longrightarrow H_2SiF_6$$

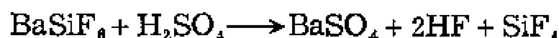
②硫酸：这是一种强酸，极易电离，加入硫酸即可提高混合酸的氢离子（亲电剂）的浓度，也即提高了混合酸的总酸度，因而也提高了酸液对玻璃的电离度。由于同离子效应，在酸液体积内氟离子（亲核剂）数减少，从而降低了氟对硅亲核腐蚀速度，从而减少线条增粗和发毛现象。另外，加入硫酸还可促进氢氟酸的再生，因为氢氟酸腐蚀玻璃时所产生的不溶性氟化物和氟硅酸盐跟硫酸起作用，又生成了氢氟酸，如



$$2NaF + H_2SiO_4 \longrightarrow Na_2SO_4 + 2HF$$

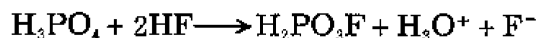


$$Na_2SiO_6 + H_2SO_4 \longrightarrow NaSO_4 + 2HF + SiF_4$$



$$BaSiF_6 + H_2SO_4 \longrightarrow BaSO_4 + 2HF + SiF_4$$

③磷酸：加入磷酸可起缓冲作用，使酸蚀反应减慢。另外它是一种不挥发性的酸，其沸点为 160℃，加入后可提高混合酸的沸点，阻滞由于 HF 挥发而引起氢氟酸浓度下降，从而使混合酸的腐蚀能力保持相对稳定。磷酸和氢氟酸的作用如下



$$H_3PO_4 + 2HF \longrightarrow H_2PO_3F + H_3O^+ + F^-$$

生成物 H_2PO_3F（一氟磷酸）是一种油状液体，具有相当大的热稳定性。腐蚀的时间与温度有关，温差不得超过 1℃。腐蚀好后，在电热板上加热使蜡熔化，取下零件，清洗干净。

上述工序完工后，即可着色，填充着色材料见表 25-43。上好色后，一般要进行抛光修正，几乎 100% 都得修。

（3）机械物理法

机械物理法亦称刻度真空着色法，简称真空着色法。其实质是在零件表面上涂上刻划底层，在底层上浮刻后，用真空着色法获得线条，线宽一般可达 1—1.5 微米，线条整齐，均

匀一致，效率高，适于大批量生产，应用较广泛。其工艺过程如图 25-80 所示。

表 25-43 填充上色材料

分划单元颜色	填料名称	粘合剂
黑	氧化铜，炭黑，石墨，二氧化锰。	通常采用水玻璃、生漆、亚麻仁油。
白	氧化锌，铅白、白磁漆，二氧化钛。	
红	铅丹、朱砂。	
黄	赭石。	
绿	氧化铬。	

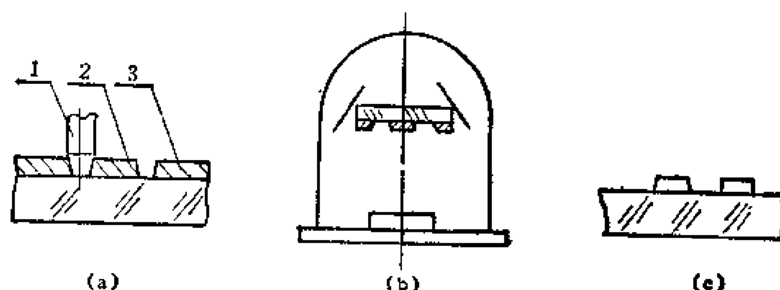


图 25-80 刻度真空着色法

(*a*) 在底层上浮刻； 1.刻刀；2.刻划底层；3.玻璃毛坯。 (*b*) 真空着色； (*c*) 清除底层。

此法对光坯的清洁度要求高，否则线条不牢。刻划时多用钢刀，刻刀宽度与刻线相等。刻时速度要慢，压力稍大一点，以便全部刮净底层，减少着色后的断线。为此，刻线后需在 $80^{\times}$—$100^{\times}$ 显微镜下修饰线条。

真空着色一般为真空镀铬，也有镀氧化铬和二氧化硅的，以减少反射和起保护作用。铬粉纯度应高于 99.9%，颗粒大小以 150—200 目为宜。真空蒸镀时，按一般真空操作法镀制，多以电热法加热，目视法控制膜厚（一般为 0.06—0.1 微米）。在蒸镀过程中观察到膜层表面呈褐色即停止蒸发，待 10—15 分钟，取出镀件。刻划工房的温度应控制在 20℃±0.5℃，高精度刻划应控制在 20℃±0.05℃。湿度应控制在 45—70%。

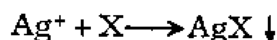
三、照相物理法

照相制版工艺是制造分划光学零件的一种主要方法，应用较广。

（1）照相工艺的光化学原理

①银盐工艺

银盐工艺亦称卤化银工艺[16]，通常所用的火棉胶湿版、干版、陶瓷照相、以及超微粒干版等都是以卤化银为感光剂的。其中除超微粒干版是以明胶为乳化剂外，其余都是以火棉胶为乳化剂的。配制时系将卤化物加入火棉胶（或明胶）中，涂布在玻璃表面上，形成薄膜，溶剂蒸发后，将玻璃版浸入硝酸银溶液中，溶液中的银离子便扩散到膜层内和卤化物溶液中的卤素离子反应生成卤化银感光剂。在乳剂制造过程中，靠控制反应条件来形成一定大小颗粒的卤化银感光剂，其反应式为



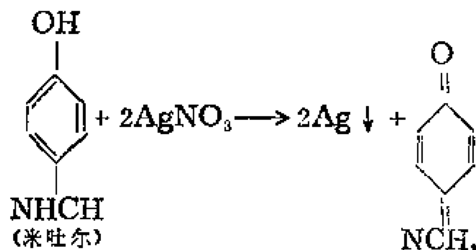
$$Ag^{+}+X\longrightarrow AgX\downarrow$$

曝光后，受光部分的膜层内有部分卤化银分解成银离子，形成潜影银，

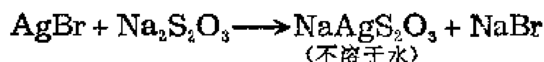


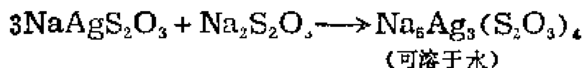
显影时，从硝酸银溶液中还原出来的银沉积在潜影银质点上面形成黑色物象。显影反应方程如下例



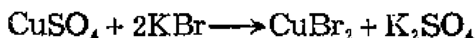


定影时，定影剂硫代硫酸钠或氰化钾（有剧毒！）与卤化银起化学反应，生成能溶于水的一系列银的络合物，但对已还原的金属银，则不起作用，从而使影象固定下来。现以硫代硫酸钠溶解溴化银为例，反应式如下



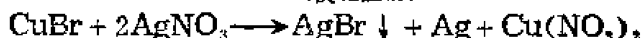


这样生成的银层光密度不足，为提高反差，可利用溴化铜溶液先进行漂白，然后新生成的溴化亚铜再与硝酸盐溶液作用生成溴化银沉积在影象上进行加厚。反应如下

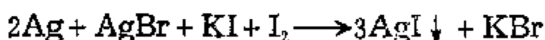




（溴化亚铜）



当版上的银层太厚时，可利用氧化剂，如碘与碘化钾的溶液等，先使影象中的部分银氧化为银盐，进行减薄，其反应为



然后再利用一些化学物质如硫代硫酸钠溶液将这些银盐溶解而使减薄。另外，也可用铁氰化钾及硫代硫酸钠溶液进行减薄，反应如下





②铬盐工艺

使用重铬酸盐等加入胶类有机物质中而成的感光胶的照相工艺称为铬盐工艺。常用的有虫胶感光胶，聚乙烯醇感光胶等。重铬酸铵、重铬酸钾等与胶类有机物质如虫胶，动物胶及聚乙烯醇等组成胶体溶液时，具有感光性能，将其涂布在零件表面上而形成的感光胶膜，在强光照射下，铬盐分解生成铬的氧化物及放出氧，使感光部分的胶膜氧化并聚合，加上铬的氧化物不稳定，易吸水生成胶态氢氧化铬，粘附在已感光部分的胶膜上，抑制着胶膜的膨胀，使这一部分胶膜变成不易溶于乙醇或水的物质。而没有感光部分的胶膜，则没有这种性能。

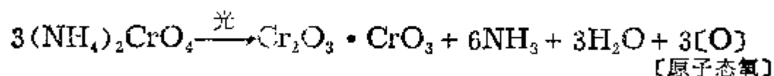
由于感光胶在配制过程中，重铬酸盐与氨水作用，转化为铬酸盐，如



故曝光时重铬酸盐与铬酸盐见光均分解，其反应为



$$3(NH_4)_2Cr_2O_7 \xrightarrow{光} 2Cr_2O_3 \cdot CrO_3 + 6NH_3 + 3H_2O + 6[O]$$



$$3(NH_4)_2CrO_4 \xrightarrow{光} Cr_2O_3 \cdot CrO_3 + 6NH_3 + 3H_2O + 3[O]$$

〔原子态氧〕

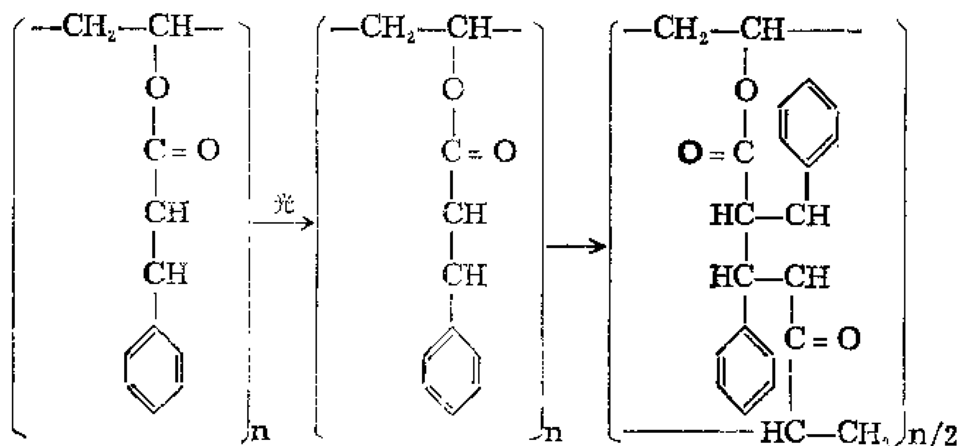
零件经曝光后，用乙醇溶液或是热水将没有感光的胶膜溶解掉，并对已感光的胶膜染色，即可得到有色的分划影象。

铬盐工艺可复制各种精度的零件，特别是虫胶感光胶工艺，具有分辨率高特点，常用于高精度细线条的分划零件。

③聚乙烯醇肉桂酸酯工艺[16]

聚乙烯醇肉桂酸酯感光胶由感光剂（如聚乙烯醇肉桂酸酯）、溶剂等组成，也有加入适量的抗氧化剂（如氢醌），以防止感光胶的氧化。

曝光时，聚乙烯醇肉桂酸酯光化合聚合反应，在紫外光照射下，肉桂酸基中的一个双键被打开，与相邻的肉桂酸基相互结合，形成交联键，即使线状结构的分子变成了三维架桥式的网状结构，由于一个分子中同时有几个交联键存在，这种分子一般是属不溶解型的，即形成了光硬化型的。其变化过程如下：



三维网状结构分子不仅不溶于有机溶剂，也不易受酸等影响，具有较好的抗腐蚀能力，故用于光致抗蚀剂。

（2）照相制版工艺要点

照相制版工艺可分为两个阶段，即底版制作和复制零件，其工艺过程如图 25-81 所示。

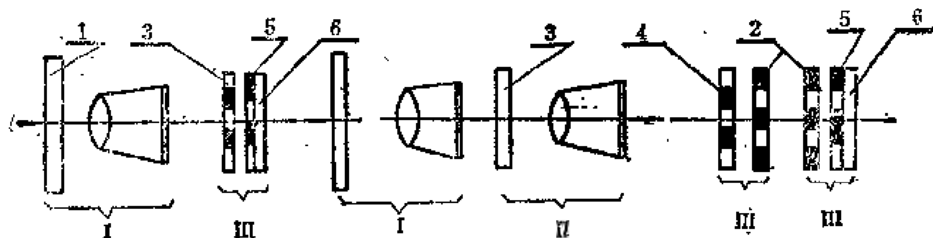


图 25-81　照相法制造分划零件工艺过程

Ⅰ初缩照相；Ⅱ精缩照相；Ⅲ照相复制；1. 放大底图；2. 接触法复制用底版；3. 初缩负版；4.精缩正版；5.感光膜；6.零件。

用照相法制造分划零件时，首先要绘制精确的底图，其比例一般为10:1—600:1，或采用刻漆膜的办法，制取分划图案，然后用初缩机进行初步缩小，获得一定缩小率的初缩负

版，再用精缩照相机（图 25-82）精缩成更为精确的精缩正版，并以此为底版，用接触复制法，制造复制用的底版，再用复制底版与零件上的感光膜接触复印，即可得到分划零件。

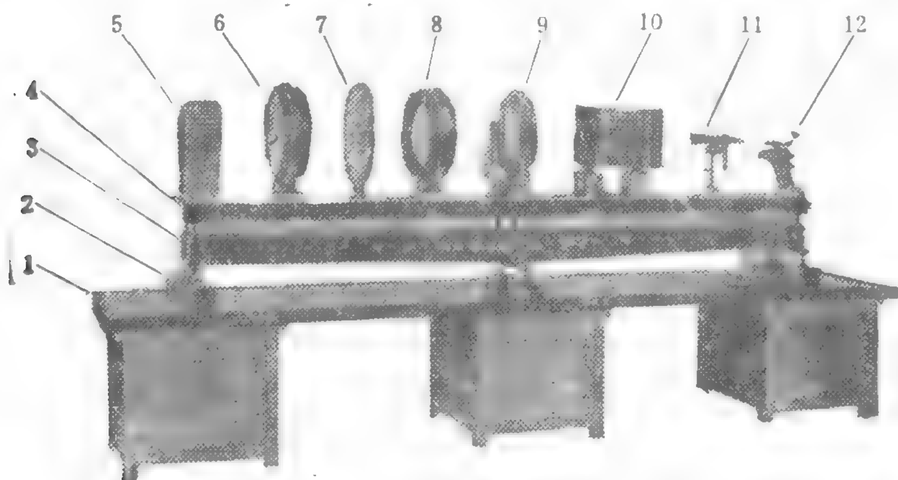


图 25-82　精密照相机

1-支承座；2-减震器；3-桥架；4-光具座；5-光源箱；6-聚光镜；7-毛玻璃；8-聚光镜；9-负片架；10-照相机；11-自准管；12-显微镜。

四、光刻法

光刻法是在刻度机上采用光电跟踪，并以莫尔条纹或激光干涉条纹为基准，使刻度机得到精确定位，用照相曝光装置（也称光刻刀）代替机械刻刀，制取分划的一种高精度、高效率的方法。

(1) 光刻原理

当涂有感光层的分划光坯，随工作台作间歇的或连续的运动时，电控系统控制曝光装置，对分划光坯进行间歇或连续曝光。每曝光一次就在光坯上得到一个潜影，多个潜影的组合就是所需的整个分划图案的潜影，经显影等化学处理后，可得到黑白影象，即图案。

(2) 光刻方法

根据获得影象的方式，光刻法可分为四种方法。

①静态接触复印光刻法

光刻时，光坯不动，依靠与模板接触复印而得分划图案的潜影。

②静态摄影光刻法

光刻时，光坯不动，利用照相物镜，将母版上的图案成象在分划光坯上，而得到图案的潜影。

③动态投影光刻法

光刻时，分划光坯处于运动状态，利用照相物镜将母版上的图案成象在分划光坯上而得到分划图案的潜影。

五、用衍射及莫尔条纹制造光栅

光栅刻划亦属刻划范畴，但其原理不同，它是以衍射、莫尔条纹为原理的一种刻制方

法，较之普通刻划工作更为精密细致和复杂。光栅刻划有下列特点：

①刻度机床的精度要求极高，必须在 2.5×10^{-9} 毫米以上。在整个刻划过程中应使摩擦力变化保持最小。

②安装光栅刻划机要有消振装置，一般要求基础振幅为 1 毫微米，频率在 3 赫兹。

③温度变化要控制在 ±0.01℃ 范围内。

④电动机不能有任何的不均匀性。

⑤分距轮的误差要小于 1 微米。

⑥刻刀运动方向要与刀轴严格平行。

除光栅刻划之外，光栅制造技术还包括光栅的复制技术。

（1）光电圆刻光栅

以圆光栅等光电元件作为分度基准，依靠光电控制来进行刻划；这种方法的优点是精度高、刻划速度快，可以进行连续刻划，方便了刻划图案多的码盘之类的刻制。但是设备复杂，使用维修都较困难。

光电圆刻能达到较高的精度[5]，因为：

①多缝读数的平均作用：一般装置中每条粗狭缝，包含了动光栅上的 700 条黑线和 700 条白线，亦即每条粗狭缝包含 700 条狭缝，粗狭缝后的光通量是这 700 条狭缝光通量的总和，所以光栅偶然误差被降低了 $\sqrt{700}\approx27$ 倍，短期误差（周期为 360°/1080—2160）很好的得到了平均，中期误差（周期为 360°/56—160）也得了相当的平均。

②多头读数的平均作用：一个粗狭缝配备适当的光学系统，构成一个光学读数头，这样的读数头在圆周上有 5 个。

总之，多狭缝读数主要是消除动光栅的偶然误差，短期误差和一定的中期误差。而多头读数主要消除动光栅的长期误差和一定的中期误差。多缝读数和多头读数的搭配，才能把各种频率的误差消除掉，起到基准分度的作用。

（2）光栅尺的刻划

当用普通刻度机床刻一根一米长，每毫米 50 条线的光栅尺时，需要 70 多个小时，而使用动态投影光刻时，其效率可提高 100 倍，且误差小，成本低。如果再以激光定位，加工时间还可缩短，精度还可提高，如刻 1000 毫米的光栅尺精度可达 ±1 毫微米。所以长刻中还使用着动态投影光刻技术与激光定位技术。

①动态投影光刻光栅原理

这种光刻技术的原理是将模板的一组线条通过缩微照相，在动态情况下，复制在超微粒干版上，然后通过显影、定影处理，使光照后的潜影成为黑白间隔的线条。通常是将定位光栅（1 米长，50 条/毫米）和被刻光栅平行安装在工作台上，用直流电机带动丝杠，使工作台作单向移动，光栅读数头和光刻头固定在刻划机刀架的升降座上。在工作台移动过程中，光栅的信号经过光栅读数头转换后，经过屏蔽电缆输送到电控系统，电控系统根据指令的刻划当量来控制脉冲氙灯的闪光间隔，氙灯光源经过滤光系统，将模板的一组线条，用缩微制版镜头投影在超微粒明胶干版上，形成潜影，被刻光栅的线条是经过模版多次地重复，曝光所造成的潜像，经过显影、定影处理后，即可获得黑白间隔的光栅。

②激光定位光刻原理

激光定位光刻原理系将上一种方法的定位光栅作用，用激光干涉系统来代替，其产生的

干涉条纹信号输入专用计算机，至预定间隔时，计算机发出指令信号，脉冲氙灯曝光，这时涂有超微粒感光明胶的刻尺表面，即被感光而留下模板刻线的象。

六、全息光栅制造

全息光栅是应用激光技术及全息照相技术获得的新成果。它的出现使光栅生产技术发生了根本变化，从而摆脱了精密机械与电子学的范畴，克服了一刀一刀刻划状态，而且可使光栅的质量大大提高，这对于制造大面积光栅、平面、凹面等带来方便。

全息光栅的条纹是由氩离子激光器或氦氖激光器的两束相干光，即物光和参考光，按全息照相原理，在涂有光敏层的光栅毛坯上形成干涉条纹。全息光栅的制造过程如图 25-83 所示

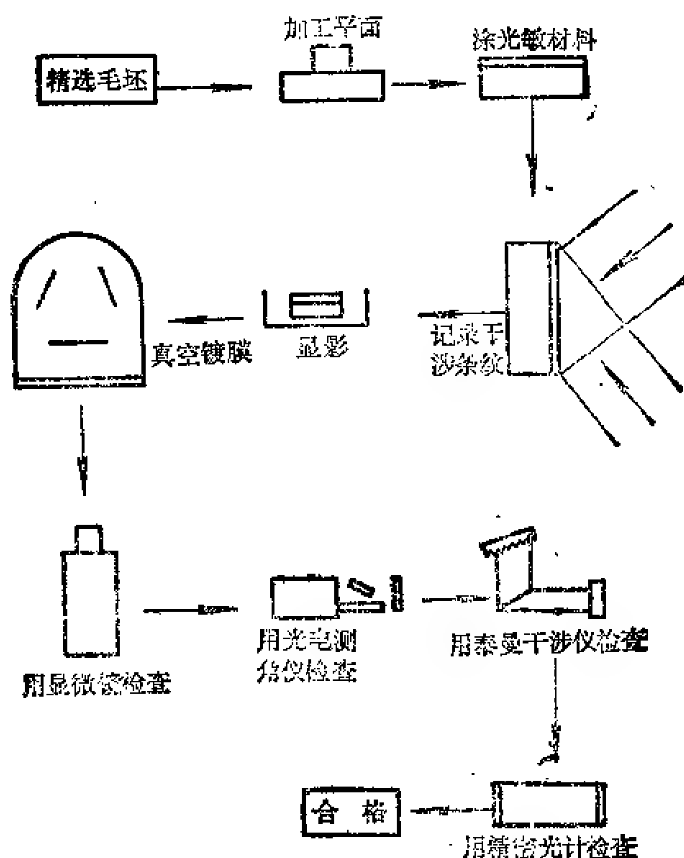


图 25-83 全息光栅制造过程

制造全息光栅首先要选择膨胀系数极小的玻璃，并应很好的退火，以免受温差影响，产生应变，影响条纹间距和槽形。玻璃的化学稳定性也要好，便于加工，表面抛光要达 $\lambda/10$ 以上，以保证全息光栅的衍射波面变形不超过 $\lambda/4$。光致抗蚀剂可用离心法、浸涂法、刷涂法或喷涂法均匀地涂在毛坯上。

干涉条纹的间隔由两列平面波的夹角决定。光栅常数可按下式计算

$$d=\frac{\lambda}{2\sin\theta} \tag{25-110}$$

式中 d——光栅常数（条纹间隔）；

λ——激光波长；

θ——光束夹角。

制造全息光栅的环境温度应控制在20℃±0.1℃。

制造全息光栅时常用光源为氩离子激光器，其输出功率大，单色性好，典型的氩离子激光谱线见表25-44。一般多采用4579埃、3637埃，也有采用4880埃谱线的。

表25-44　典型氩离子激光谱线

波长（埃）	相对强度	输出功率(瓦)	波长（埃）	相对强度	(输出瓦功率)
5286.90	弱		4579.35	一般	1.3
5145.32	强	7.5	4545.05	弱	
5017.17	弱	1.5	3637	一般	3.0
4965.07	一般	2.5	3514	弱	3.0
4879.86	强	6.0	3511	弱	3.0
4764.85	一般	2.5	3358	弱	3.0
4726.86	弱	1.0	3345	弱	3.0
4657.89	一般	0.7	3336	弱	3.0

参考文献

〔1〕蔡立、田守信编，光学零件冷加工技术，国防工业出版社，28—29，33—60页(1980)。

〔2〕查立豫，仪器制造，3，6—9（1983）。

〔3〕Kaller, A., *Feinmechanik und Optik*, 79, 135—138（1962）。

〔4〕Horne, D. F. Optical production Technology, Adam Hilger; London. p. 9—17（1972）。

〔5〕曹天宁、周鹏飞主编，光学零件制造工艺学，机械工业出版社，100—102页（1981）。

〔6〕Rupp, W., *Feinwerktechnik*, 8, 295—299（1963）。

〔7〕Сборник тастаей под редакцей проф. К. Г. Куманина. ФОРМООБРАЗОВАНИЕ ОПТИЧЕСКИХ ПОВЕРХНОСТЕЙ, ГОСУДАРСТВЕННОЕ НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКОЕ ИЗДАТЕЛБСТВО ОБОРНГИЗ МОСКВА, p. 332—334（1962）。

〔8〕光学零件工艺手册编写组编，光学零件工艺手册(上)，国防工业出版社，431—436页（1977）。

〔9〕黄占杰，光学工程，(3)40(1981)。

〔10〕Попов, Л.В. ОПТИКО-МЕХАНИЧЕСКАЯ ПРОМЫШЛЕННОСТЬ, 10, 44—47（1978）。

〔11〕М.Н.СЕМИБРАТОВА, ТЕХНОЛОГИЯ ОПТИЦЕСКИХ ДЕТАЛЕЙ, МОСКВА МАШИНОСТРОЕНИЕ, p.300—380,（1978）。

〔12〕郑开陵，仪器制造，（4），6—11（1980）。

〔13〕赵俊民，光学仪器，4（1）66—73（1982）。

〔14〕Алексадров, И. Е., ИЗГОТОВЛЕНИЕ ПРОБНЫХ СТЕКОЛ, редакционно-издатель Ския отдел Воомп. ЛЕНИНГРАД, p. 25—26（1932）。

〔15〕Reimann, M., *JENAER JAHRBUCH*, 216—228（1956）。

〔16〕光学零件工艺手册编写组编，光学零件工艺手册（中）。国防工业出版社，30—267页(1977)。

〔17〕薛涛　赵俊民，化学镀膜技术，国防工业出版社，17—139页（1982）。

附录一、拉丁、希、德、俄字母表

随着科学技术的发展，所采用字母的种类愈来愈多；为了便于大家查阅，特把拉丁字母、德文字母、希腊字母和俄文字母的几种字体列成表格。这些字体在光学中几乎都有应用。

（一）拉丁字母表（英文字母表）

正体		黑体		斜体		黑斜体		草体	
大写	小写	大写	小写	大写	小写	大写	小写	大写	小写
A	a	**A**	**a**	*A*	*a*	***A***	***a***	A	a
B	b	**B**	**b**	*B*	*b*	***B***	***b***	B	b
C	c	**C**	**c**	*C*	*c*	***C***	***c***	C	c
D	d	**D**	**d**	*D*	*d*	***D***	***d***	D	d
E	e	**E**	**e**	*E*	*e*	***E***	***e***	E	e
F	f	**F**	**f**	*F*	*f*	***F***	***f***	F	f
G	g	**G**	**g**	*G*	*g*	***G***	***g***	G	g
H	h	**H**	**h**	*H*	*h*	***H***	***h***	H	h
I	i	**I**	**i**	*I*	*i*	***I***	***i***	I	i
J	j	**J**	**j**	*J*	*j*	***J***	***j***	J	j
K	k	**K**	**k**	*K*	*k*	***K***	***k***	K	k
L	l	**L**	**l**	*L*	*l*	***L***	***l***	L	l
M	m	**M**	**m**	*M*	*m*	***M***	***m***	M	m
N	n	**N**	**n**	*N*	*n*	***N***	***n***	N	n
O	o	**O**	**o**	*O*	*o*	***O***	***o***	O	o
P	p	**P**	**p**	*P*	*p*	***P***	***p***	P	p
Q	q	**Q**	**q**	*Q*	*q*	***Q***	***q***	Q	q
R	r	**R**	**r**	*R*	*r*	***R***	***r***	R	r
S	s	**S**	**s**	*S*	*s*	***S***	***s***	S	s
T	t	**T**	**t**	*T*	*t*	***T***	***t***	T	t
U	u	**U**	**u**	*U*	*u*	***U***	***u***	U	u
V	v	**V**	**v**	*V*	*v*	***V***	***v***	V	v
W	w	**W**	**w**	*W*	*w*	***W***	***w***	W	w
X	x	**X**	**x**	*X*	*x*	***X***	***x***	X	x
Y	y	**Y**	**y**	*Y*	*y*	***Y***	***y***	Y	y
	z	**Z**	**z**	*Z*	*z*	***Z***	***z***	Z	z

（二）希腊文字母表

白体（正斜）				黑斜体	
大写		小写		大写	小写
Α	*Α*	α	*α*	***Α***	***α***
Β	*Β*	β	*β*	***Β***	***β***
Γ	*Γ*	γ	*γ*	***Γ***	***γ***
Δ	*Δ*	δ	*δ*	***Δ***	***δ***
Ε	*Ε*	ε, є	*ε*	***Ε***	***ε***
Ζ	*Ζ*	ζ	*ζ*	***Ζ***	***ζ***
Η	*Η*	η	*η*	***Η***	***η***
Θ	*Θ*	θ, ϑ	*θ, ϑ*	***Θ***	***θ***
Ι	*Ι*	ι	*ι*	***Ι***	***ι***
Κ	*Κ*	κ, ϰ	*κ*	***Κ***	***κ***
Λ	*Λ*	λ	*λ*	***Λ***	***λ***
Μ	*Μ*	μ	*μ*	***Μ***	***μ***
Ν	*Ν*	ν	*ν*	***Ν***	***ν***
Ξ	*Ξ*	ξ	*ξ*	***Ξ***	***ξ***
Ο	*Ο*	ο	*ο*	***Ο***	***ο***
Π	*Π*	π	*π*	***Π***	***π***
Ρ	*Ρ*	ρ	*ρ*	***Ρ***	***ρ***
Σ	*Σ*	σ	*σ, ς*	***Σ***	***σ***
Τ	*Τ*	τ	*τ*	***Τ***	***τ***
Υ	*Υ*	υ	*υ*	***Υ***	***υ***
Φ	*Φ*	φ, ϕ	*φ*	***Φ***	***φ***
Χ	*Χ*	χ	*χ*	***Χ***	***χ***
Ψ	*Ψ*	ψ	*ψ*	***Ψ***	***ψ***
Ω	*Ω*	ω	*ω*	***Ω***	***ω***

（三）德文字母表

哥特体（花体）		古体		草体	
大写	小写	大写	小写	大写	小写
𝔄	𝔞	A	a	𝒜	𝒶
𝔅	𝔟	B	b	ℬ	𝒷
ℭ	𝔠	C	c	𝒞	𝒸
𝔇	𝔡	D	d	𝒟	𝒹
𝔈	𝔢	E	e	ℰ	ℯ
𝔉	𝔣	F	f	ℱ	𝒻
𝔊	𝔤	G	g	𝒢	ℊ
ℌ	𝔥	H	h	ℋ	𝒽
ℑ	𝔦	I	i	ℐ	𝒾
𝔍	𝔧	J	j	𝒥	𝒿
𝔎	𝔨	K	k	𝒦	𝓀
𝔏	𝔩	L	l	ℒ	𝓁
𝔐	𝔪	M	m	ℳ	𝓂
𝔑	𝔫	N	n	𝒩	𝓃
𝔒	𝔬	O	o	𝒪	ℴ
𝔓	𝔭	P	p	𝒫	𝓅
𝔔	𝔮	Q	q	𝒬	𝓆
ℜ	𝔯	R	r	ℛ	𝓇
𝔖	𝔰	S	s	𝒮	𝓈
𝔗	𝔱	T	t	𝒯	𝓉
𝔘	𝔲	U	u	𝒰	𝓊
𝔙	𝔳	V	v	𝒱	𝓋
𝔚	𝔴	W	w	𝒲	𝓌
𝔛	𝔵	X	x	𝒳	𝓍
𝔜	𝔶	Y	y	𝒴	𝓎
ℨ	𝔷	Z	z	𝒵	𝓏

（四）俄文字母表

正体		黑体		斜体		手写体	
大写	小写	大写	小写	大写	小写	大写	小写
А	а	**А**	**а**	*А*	*а*	А	а
Б	б	**Б**	**б**	*Б*	*б*	Б	б
В	в	**В**	**в**	*В*	*в*	В	в
Г	г	**Г**	**г**	*Г*	*г*	Г	г
Д	д	**Д**	**д**	*Д*	*д*	Д	д
Е	е	**Е**	**е**	*Е*	*е*	Е	е
Ж	ж	**Ж**	**ж**	*Ж*	*ж*	Ж	ж
З	з	**З**	**з**	*З*	*з*	З	з
И	и	**И**	**и**	*И*	*и*	И	и
Й	й	**Й**	**й**	*Й*	*й*		й
К	к	**К**	**к**	*К*	*к*	К	к
Л	л	**Л**	**л**	*Л*	*л*	Л	л
М	м	**М**	**м**	*М*	*м*	М	м
Н	н	**Н**	**н**	*Н*	*н*	Н	н
О	о	**О**	**о**	*О*	*о*	О	о
П	п	**П**	**п**	*П*	*п*	П	п
Р	р	**Р**	**р**	*Р*	*р*	Р	р
С	с	**С**	**с**	*С*	*с*	С	с
Т	т	**Т**	**т**	*Т*	*т*	Т	т
У	у	**У**	**у**	*У*	*у*	У	у
Ф	ф	**Ф**	**ф**	*Ф*	*ф*	Ф	ф
Х	х	**Х**	**х**	*Х*	*х*	Х	х
Ц	ц	**Ц**	**ц**	*Ц*	*ц*	Ц	ц
Ч	ч	**Ч**	**ч**	*Ч*	*ч*	Ч	ч
Ш	ш	**Ш**	**ш**	*Ш*	*ш*	Ш	ш
Щ	щ	**Щ**	**щ**	*Щ*	*щ*	Щ	щ
Ь	ь	**Ь**	**ь**	*Ь*	*ь*		ь
Ы	ы	**Ы**	**ы**	*Ы*	*ы*		ы
Ъ	ъ	**Ъ**	**ъ**	*Ъ*	*ъ*		ъ
Э	э	**Э**	**э**	*Э*	*э*	Э	э
Ю	ю	**Ю**	**ю**	*Ю*	*ю*	Ю	ю
Я	я	**Я**	**я**	*Я*	*я*	Я	я

附录二 希腊字母读音表

希腊字母		英文读音
Α	α (∝)	alph ['ælfə]
Β	β	beta ['bi:tə, beitə]
Γ	γ	gamma ['gæmə]
Δ	δ (∂)	delta ['deltə]
Ε	ε (∈)	epsilon ['epsilən]
Ζ	ζ	zeta ['zi:tə]
Η	η	eta ['i:tə, 'eitə]
Θ	θ (ϑ)	theta ['θi:tə]
Ι	ι	iota [ai'outə]
Κ	κ	kappa ['kæpə]
Λ	λ	lambda ['læmdə]
Μ	μ	mu [mju:]
Ν	ν	nu [nju:]
Ξ	ξ	xi [ksai, gzai, zai]
Ο	ο	omicron [ou'maikrən]
Π	π	pi [pai]
Ρ	ρ	rho [rou]
Σ	σ ς*	sigma ['sigmə]
Τ	τ	tau [tau]
Υ	υ	upsilon ['ju:psilən, ju:psailən]
Φ	ϕ (φ)	phi [fai]
Χ	χ	chi [kai]
Ψ	ψ	psi [psi:]
Ω	ω	omega ['oumigə, ou'mi:gəl]

注：括号里的是老体字母，带*的是字尾字母

附录三 国际单位制

第十一届国际计量大会（1960）确立了国际单位制及其国际代号SI，并制定了词冠、导出单位和辅助单位。

基本单位都有严格的定义，在量纲上彼此独立。国际单位制有七个基本单位，即米、千克（公斤）、秒、安培、开尔文、摩尔和坎德拉（见表1）。

国际制单位的第二类是导出单位，亦即是可由基本单位根据选定的联系相应量的代数式组合起来构成的单位（表2）。由基本单位构成的这些代数式，有一些可用专门名称和代号代替，这些专门名称和代号本身又可以用来构成其他导出单位（表3、表4）

辅助单位，既不属于基本单位，也不属于导出单位（表5、表6）。

表7是国际单位制词冠；为便于参考，列出某些词冠的中、英、德、日、俄五种文字的音译名称（表8）。

表9、表10是与国际单位制并用的单位。只有在一些限定的情况下，才允许将该表中的单位和国际单位制中的单位组合起来构成组合单位。

表11是暂时允许使用的单位；表12是具有专门名称的厘米·克·秒制单位；表13是建议一般不使用的其他单位。

表 1 国际单位制基本单位

量	名称	代号
长度	米	m
质量	千克（公斤）	kg
时间	秒	s
电流强度	安［培］	A
热力学温度	开［尔文］	K
物质的量	摩［尔］	mol
发光强度	坎［德拉］	cd

表 2 基本单位表示的国际单位制导出单位示例

量	国际制单位	
	名称	代号
面积	平方米	m^2
体积	立方米	m^3
速度	米每秒	m/s
加速度	米每平方秒	m/s^2
波数	1每米(i)	m^{-1}
密度	千克（公斤）每立方米	kg/m^3
电流密度	安培每平方米	A/m^2
磁场强度(ii)	安培每米	A/m
浓度（物质的量）	摩尔每立方米	mol/m^3
放射性强度	1每秒(iii)	s^{-1}
比体积(iv)	立方米每千克（公斤）	m^3/kg
光亮度	坎德拉每平方米	cd/m^2

（i）1每米这个波数单位指每米长度有一个波长，即1/米。

（ii）原文是champ magnetique，原意为“磁场”，但法文也表示“磁场强度”。

（iii）1每秒这个放射性强度单位，指放射源在每秒钟内有一个原子核衰变。

（iv）见表4注（ii）。

表 3　具有专门名称的国际单位制导出单位

量	国际制单位			
	名　称	代　号	用其它国际制单位表示的关系式	用国际制基本单位表示的关系式
频　率	赫［兹］	Hz		s^{-1}
力	牛［顿］	N		$m \cdot kg \cdot s^{-2}$
压力、应力	帕［斯卡］	Pa	N/m^2	$m^{-1} \cdot kg \cdot s^{-2}$
能、功、热量	焦［耳］	J	$N \cdot m$	$m^2 \cdot kg \cdot s^{-2}$
功率、辐射通量	瓦［特］	W	J/s	$m^2 \cdot kg \cdot s^{-3}$
电量、电荷	库［仑］	C		$s \cdot A$
电位、电压、电动势	伏［特］	V	W/A	$m^2 \cdot kg \cdot s^{-3} \cdot A^{-1}$
电　容	法［拉］	F	C/V	$m^{-2} \cdot kg^{-1} \cdot s^4 \cdot A^2$
电　阻	欧［姆］	Ω	V/A	$m^2 \cdot kg \cdot s^{-3} \cdot A^{-2}$
电　导	西［门子］	S	A/V	$m^{-2} \cdot kg^{-1} \cdot s^3 \cdot A^2$
磁通量(i)	韦［伯］	Wb	$V \cdot s$	$m^2 \cdot kg \cdot s^{-2} \cdot A^{-1}$
磁感应强度(ii)	特［斯拉］	T	Wb/m^2	$kg \cdot s^{-2} \cdot A^{-1}$
电　感	亨［利］	H	Wb/A	$m^2 \cdot ks \cdot s^{-2} \cdot A^{-2}$
光通量	流［明］	lm		$cd \cdot sr$ (iii)
光照度	勒［克斯］	lx	lm/m^2	$m^{-2} \cdot cd \cdot sr$ (iii)

（i）原文是 flux d'induction magnétique 可译为“磁感应通量”一般习惯译为“磁通量”。
（ii）原文是 induction magnétique，直译为“磁感应”，但一般习惯称这个量为磁感应强度，它和磁通密度是同一个量。
（iii）该二式中球面度（sr）当作基本单位。

表 4　专门名称表示的国际单位制导出单位示例

量	国际制单位		
	名　称	代　号	用国际制基本单位表示的关系式
动力粘度(i)	帕斯卡·秒	$Pa \cdot s$	$m^{-1} \cdot kg \cdot s^{-1}$
力　矩	牛顿·米	$N \cdot m$	$m^2 \cdot kg \cdot s^{-2}$
表面张力	牛顿每米	N/m	$kg \cdot s^{-2}$
热流密度、辐射照度	瓦特每平方米	W/m^2	$kg \cdot s^{-3}$
热容量、熵	焦耳每开尔文	J/k	$m^2 \cdot kg \cdot s^{-2} \cdot K^{-1}$
比热、比熵(ii)	焦尔每千克开尔文	$J/(kg \cdot K)$	$m^2 \cdot s^{-2} \cdot K^{-1}$
比能(ii)	焦耳每千克	J/kg	$m^2 \cdot s^{-2}$
导热系数	瓦特每米开尔文	$W/(m \cdot K)$	$m \cdot kg \cdot s^{-3} \cdot K^{-1}$
能量密度(iii)	焦尔每立方米	J/m^3	$m^{-1} kg \cdot s^{-2}$
电场强度(iv)	伏特每米	V/m	$m \cdot kg \cdot s^{-3} A^{-1}$
电荷密度(v)	库仑每立方米	C/m^3	$m^{-3} \cdot s \cdot A$
电位移(vi)	库仑每平方米	C/m^2	$m^{-2} \cdot s \cdot A$
电容率(vii)	法拉每米	F/m	$m^{-3} \cdot kg^{-1} \cdot s^4 \cdot A^2$
磁导率	亨利每米	H/m	$m \cdot kg \cdot s^{-2} \cdot A^{-2}$
摩尔能量	焦耳每摩尔	J/mol	$m^2 \cdot kg \cdot s^{-2} \cdot mol^{-1}$
摩尔熵、摩尔热容量	焦耳每摩尔开尔文	$J/(mol \cdot K)$	$m^2 \cdot kg \cdot s^{-2} \cdot K^{-1} mol^{-1}$

（i）一般将它称为粘度，但是根据定义，“动力粘度”或“绝对粘度”这两个名称比较确切。原文有“动

力”二字。

(ii) 原文 chaleur massique, entropie massique 和 énergie massique, 直译是“质量热”、“质量熵”和“质量能”，意义是热量、熵和能量的单位除以质量单位，据有关国际会议规定“外延物理量名称之前的‘比’字只表明用质量除”的意义，因此译为“比热、比熵”和“比能”，这样符合我国习惯，而且与英文译名相符。

(iii) 原文是 énergie volumique, 可译作“体能量”，“能量密度”是习惯名称。

(iv) 原文是 champ électrique, 直译为“电场”，但从量的意义是指“电场强度”和 intensité de champ électrique 意义相同。

(v) 原文是 charge (électrique) volumique, 也有译作“体电荷”的。

(vi) 亦即“电通量密度”或“电感强度”。

(vii) 亦称介电常数。

表 5 国际单位制辅助单位

量	国际制单位	
	名称	代号
平面角	弧度	rad
立体角	球面度	sr

表 6 辅助单位表示的国际单位制导出单位示例

量	国际制单位	
	名称	代号
角速度	弧度每秒	rad/s
角加速度	弧度每平方秒	rad/s^2
辐射强度	瓦特每球面度	W/sr
辐射亮度	瓦特每平方米球面度	$W\cdot m^{-2}\cdot sr^{-1}$

表 7 国际单位制词冠

因数	词冠	代号	因数	词冠	代号
10^{12}	兆兆	T	10^{-1}	分	d
10^{9}	千兆	G	10^{-2}	厘	c
10^{6}	兆	M	10^{-3}	毫	m
10^{3}	千	k	10^{-6}	微	u
10^{2}	百	h	10^{-9}	微毫	n
10^{1}	十	da	10^{-12}	微微	p
			10^{-15}	毫微微	f
			10^{-18}	微微微	a

表 8 各国词冠译名对照

原文词冠及系数	代号	中文名称（方括弧内的可以略去）	《草案》第一稿名称（括弧内的数是常见的古意）	《草案》第二稿所用名称	英文音译名称	德文音译名称	日文音译名称	俄文音译名称
téra, 10^{12}	T	太 [拉]	垓(10^{8}、10^{11})	兆兆	tera	Tera	テラ	тера
giga, 10^{9}	G	吉 [咖]	京(10^{7}、10^{10})	千兆	giga	Giga	ギガ	гиге
nano, 10^{-9}	n	纳 [诺]	纤(10^{-7})	毫微	nano	Nano	ナノ	нено
pico, 10^{-12}	p	皮 [可]	沙(10^{-8})	微微	pico	Piko	ピコ	пико
femto, 10^{-15}	f	飞 [母托]	尘(10^{-9})	毫微微	famto	Femto	フェムト	фемто
atto, 10^{-18}	a	阿 [托]	渺(10^{-11})	微微微	atto	Atto	アト	атто

表 9 与国际单位制并用的单位

名称	代号	相当于国际制单位的数值
分	min	1 分 = 60 秒
[小] 时	h	1 小时 = 60 分 = 3600 秒
天 [日]	d	1 日 = 24 小时 = 86400 秒
度	(°)	$1° = (\pi/180)$弧度
[角] 分	(′)	$1' = (1/60)° = (\pi/10800)$ 弧度
[角] 秒	(″)	$1'' = (1/60)' = (\pi/648000$弧度
升	L, (l)	1 升 = 1 立方分米 = $= 10^{-3}$ 立方米
吨	t	1 吨 = 10^{3}千克（公斤）
分贝	dB	
特 [克斯]	tex	1 tex = 1 g/km

表 10 国际制单位表示的数值须由实验得出的与国际单位制并用的单位

名称	代号	定义
电子伏	ev	(a)
（统一的）原子质量单位	u	(b)
天文单位	(c)	(c)
秒差距	pc	(d)

（a） 1 电子伏是一个电子在真空中通过 1 伏特电位差所获得的动能；近似地，

$$1\ 电子伏 = 1.60219 \times 10^{-19}\ 焦耳。$$

（b） （统一的）原子质量单位等于一个碳 12 核素原子质量的 1/12，近似地，

$$1\ （统一的）原子质量单位 = 1.66053 \times 10^{-27}\ 千克。$$

（c）这个单位没有国际代号，而是采用一些缩写符号，例如，法文的 UA，英文的 AU，德文的 AE，俄文的 a.e.д. 等。距离的天文单位是一个质量无限小的物体围绕太阳运行的无摄动圆周轨道半径的长度，其恒星角速度为0.01720209895O 弧度每日，其中 1 日为 86400 历书时秒。在国际天文学协会的天文学常数系统中所采用的数值是，

$$1\ 天文单位 = 149600 \times 10^{6}\ 米。$$

（d）1 秒差距是 1 天文单位所张的角度为 1 弧秒的距离；因此，近似地，

$$1\ 秒差距 = 206265\ 天文单位 = 30857 \times 10^{12}\ 米。$$

表 11 暂时与国际单位制并用的单位

名称	代号	相当于国际制单位的数值
海里（浬）[i]		1 海里（浬）=1852米
节		1 海里（浬）每小时=(1852/3600)米/秒
埃	Å	1 埃=0.1毫微米=10^{-10}米
公亩[ii]	a	1 公亩=1 平方十米=12^2平方米
公顷[ii]	ha	1 公顷=1 平方百米=10^4平方米
靶恩[iii]	b	1 靶恩=100平方毫微微米=10^{-28}平方米
巴[iv]	bar	1 巴=0.1兆帕斯卡=10^5帕斯卡
标准大气压[v]	atm	1 标准大气压=101325帕斯卡
伽[vi]	Gal	1 伽=1 厘米/秒^2=10^{-2}米/秒^2
居里[vii]	Ci	1 居里=3.7×10^{10}秒$^{-1}$
伦琴[viii]	R	1 伦琴=2.58×10^{-4}库仑/千克（公斤）
拉特[ix]	rad	1 拉特=10^{-2}焦尔/千克（公斤）

(i) 海里(浬)是航海和航空导航上表示距离的专用单位．这个协议值是1929年摩纳哥第一次国际水文学特别会议通过的，名为“国际海（浬）”。

(ii) 这个单位及其代号由1879年国际计量委员会通过(国际计量委员会1879年会议记录第41页)。

(iii) 靶恩是核物理学中表示有效截面积的专用单位。

(iv) 该单位及其代号列在第九届国际计量大会（1948）的决议7内。

(v) 第十届国际计量大会决议4。

(vi) 伽是大地测量学和地球物理学中表示重力加速度的专用单位。

(vii) 居里是原子核物理学中表示放射性核素的放射性强度的专用单位［第十二届国际计量大会（1964）决议7］。

(viii) 伦琴是表示X射线或γ射线的照射的专用单位。

(ix) 拉特是表示电离辐射的吸收剂量的专用单位。当“拉特”这个词可能与弧度的代号发生混淆时，可以用rd作为拉特的代号。

表 12 具有专门名称的厘米克秒制单位

名称	代号	相当于国际制单位的数值
尔格	erg	1 尔格=10^{-7}焦耳
达因	dyn	1 达因=10^{-5}牛顿
泊	p	1 泊=1 达因·秒/厘米^2=0.1 帕斯卡·秒
斯托克斯	St	1 斯托克斯=1 厘米^2/秒 =10^{-4}米^2/秒
高斯	Gs, G	1 高斯相当于10^{-4}特斯拉
奥斯特	Oe	1 奥斯特相当于$(1000/4\pi)$安培/米
麦克斯韦	Mx	1 麦克斯韦相当于10^{-8}韦伯
熙提	sb	1 熙提=1 坎德拉/厘米^2=10^4坎德拉/米^2
辐透	ph	1辐透=10^4勒克斯

表 13 建议一般不使用的其它单位

名 称	相当于国际制单位的数值	名 称	相当国际制单位的数值
费密	费密 = 1 毫微微米 = 10^{-15} 米	X(爱克斯)单位	
米制克拉	米制克拉 = 200 毫克 = 2×10^{-4} 千克(公斤)	stere(st)	1st = 米³[ii]
		伽玛(γ)	1 伽玛 = 1 毫微特斯拉 = 10^{-9} 特斯拉[iii]
毛	1 毛 = (101 325/760)帕斯卡		
千克(公斤)力(kgf)	1 千克(公斤)力 = 9.806 65牛顿	γ	1γ = 1 微克 = 10^{-9}千克(公斤)
卡(cal)	1 卡 = 4.186 8焦耳	λ	1 λ = 1 微升 = 10^{-6}升[iv]
micron(μ)	1 μ = 1 微米 = 10^{-6}米[i]		

（i）micron(u)［音译为"麦喀隆"(缪)］是中文译名"微米"的西语专门名称，但中文没有专门名称。西文取缔"micron"这个专门名称，并不意味中文名称"微米"也要取缔，因为"微米"是国际制单位的分数单位。

（ii）stere（音译为"斯地尔"）是测量木料体积时"立方米"的西语专门名称，它和 micron 一样，在中文中没有专门名称，一直是借用"立方米"，西文取缔 Stere 也并不是取缔"立方米"，因为"立方米"是体积和容量的国际制单位。

（iii）这两个单位的中文译音都是"伽玛"，但原表中后一γ 未注英文读音。前者用于测量地磁场强度，也等于 10^{-5} 高斯，后者用于测量药品等的微小质量。

（iv）容量单位"微升"的专门名称，英语读音为"lambda"，中文读音为"拉姆达"。

附录四 单位换算

一共七个表，有面积单位换算（表 1），长度单位换算（表 2），容积单位换算（表 3），压强单位换算（表 4），力单位换算（表 5），力矩单位换算（表 6），质量单位换算（表 7）。单位换算指国际制单位和其他并存单位（包括欧美单位制单位）之间的换算系数。

表 1 面积单位换算

	代号	cm^2	in^2	ft^2	m^2	yd^2	acre	km^2	mi^2	nmi^2
1 平方厘米	cm^2	1	0.1550	1.076×10^{-3}	10^{-4}	1.196×10^{-4}				
1 平方英寸	in^2	6.452	1	6.944×10^{-3}	6.452×10^{-4}	7.716×10^{-4}				
1 平方英尺	ft^2	929	144	1	0.0929	0.1111	2.296×10^{-5}	9.290×10^{-6}	3.587×10^{-8}	2.709×10^{-8}
1 平方米	m^2	10^4	1,550	10.76	1	1.196	2.471×10^{-4}	10^{-6}	3.860×10^{-7}	2.914×10^{-7}
1 平方码	yd^2	8,361	1,296	9	0.8361	1	2.066×10^{-4}	8.361×10^{-7}	3.228×10^{-7}	2.433×10^{-7}
1 英亩	acre	……	……	4.356×10^{4}	4,046	4,840	1	4.046×10^{-3}	1.562×10^{-3}	1.179×10^{-3}
1 平方公里	km^2	……	……	1.076×10^{7}	10^{-6}	1.196×10^{6}	247.1	1	0.3861	0.2916
1 平方英里	mi^2	……	……	2.788×10^{7}	2.590×10^{6}	3.098×10^{6}	640	2,590	1	0.7551
1 平方海里	nmi^2	……	……	3.692×10^{7}	3.430×10^{6}	4.102×10^{6}	847.5	3,430	1,324	1

表 2 长度单位换算

	代号	xu	Å	nm	μm	mil	mm	cm	in	ft	yd	m	fath	km	mi	n mi	AU	lt y	pc
1X单位	xu	1	10^{-3}	10^{-4}	10^{-7}	3.937×10^{-9}	10^{-10}	10^{-11}	3.937×10^{-12}	3.281×10^{-13}	1.094×10^{-12}	10^{-13}							
1埃	Å	10^{3}	1	0.1	10^{-4}	3.937×10^{-6}	10^{-7}	10^{-8}	3.937×10^{-9}	3.281×10^{-10}	1.091×10^{-10}	10^{-10}							
1 毫微米	nm	10^{4}	10	1	10^{-3}	3.937×10^{-5}	10^{-6}	10^{-7}	3.937×10^{-8}	3.281×10^{-9}	1.094×10^{-9}	10^{-9}							
1 微米	μm	10^{7}	10^{4}	10^{3}	1	3.937×10^{-2}	10^{-3}	10^{-4}	3.937×10^{-5}	3.281×10^{-6}	1.094×10^{-6}	10^{-6}							
1 密耳	mil	2.54×10^{8}	2.54×10^{5}	2.54×10^{4}	25.4	1	0.0254	2.54×10^{-3}	10^{-3}	8.333×10^{-5}	2.778×10^{-5}	2.54×10^{-5}							
1 毫米	mm	10^{10}	10^{7}	10^{6}	10^{3}	39.37	1	0.1	0.0394	3.281×10^{-3}	1.094×10^{-3}	10^{-3}							
1 厘米	cm	10^{11}	10^{8}	10^{7}	10^{4}	3.937×10^{2}	10	1	0.3937	0.0328	0.0109	0.01							
1 英寸	in	2.54×10^{11}	2.54×10^{8}	2.54×10^{7}	2.54×10^{4}	10^{3}	25.4	2.54	1	0.0833	0.0278	0.0254							
1 英尺	ft	3.048×10^{12}	3.048×10^{9}	3.048×10^{8}	3.048×10^{5}	1.20×10^{4}	304.8	30.48	12	1	0.3333	0.3048	0.1667	3.048×10^{-4}	1.894×10^{-4}	1.646×10^{-4}			
1 码	yd	9.144×10^{12}	9.144×10^{9}	9.144×10^{8}	9.144×10^{5}	3.60×10^{4}	914.4	91.44	36	3	1	0.9144	0.50	9.144×10^{-4}	5.682×10^{-4}	4.937×10^{-4}			
1 米	m	10^{13}	10^{10}	10^{9}	10^{6}	3.937×10^{4}	10^{3}	100	39.37	3.281	1.094	1	0.5468	10^{-3}	6.214×10^{-4}	5.400×10^{-4}			
1 英寻	fath	—	—	—	—	—	—	—	—	6	2	1.829	1	1.829×10^{-3}	1.136×10^{-3}	9.875×10^{-4}			
1 千米	km	—	—	—	—	—	—	—	—	3280.8	1093.6	10^{3}	546.8	1	0.6214	0.5400	6.689×10^{-9}	1.057×10^{-13}	3.24×10^{-14}
1 英里	mi	—	—	—	—	—	—	—	—	5,280	1,760	1.609×10^{3}	880	1.609	1	0.8690	1.077×10^{-8}	1.690×10^{-13}	5.221×10^{-14}
1 海里	n mi	—	—	—	—	—	—	—	—	6076.1	2025.4	1,852	1,012.7	1.852	1.151	1	1.239×10^{-8}	1.957×10^{-13}	6.008×10^{-14}
1 天文单位	AU	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	1.496×10^{8}	9.289×10^{7}	8.072×10^{7}	1	1.580×10^{-5}	4.849×10^{-6}
1 光年	lty	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	9.460×10^{12}	5.880×10^{12}	5.11×10^{12}	6.294×10^{4}	1	0.3065
1 秒差距	pc	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	30.86×10^{12}	19.2×10^{12}	16.64×10^{12}	2.062×10^{5}	3.263	1

表 3 容积单位换算

	代号	cm^3	in^3	fl oz	l	qt	Imp qt	pt	Imp pt	gal	Imp gal	ft^3
1 立方厘米	cm^3	1	0.061023	0.03381	9.9997×10^{-4}	1.0567×10^{-3}	8.7985×10^{-4}	2.1134×10^{-3}	1.7601×10^{-3}	2.6417×10^{-4}	2.1992×10^{-4}	3.531×10^{-4}
1 立方英寸	in^3	16.387162	1	0.5541	0.0163868	0.017316	0.01442	0.034632	0.0288	4.329×10^{-3}	3.6039×10^{-3}	5.787×10^{-4}
1 美(制)液(量)盎司	fl oz	29.5737	1.80469	1	0.0295729	0.03125	0.02602	0.0625	0.0521	7.8125×10^{-3}	6.5039×10^{-3}	1.044×10^{-3}
1 升	l	1,000.027	61.025	33.8147	1	1.0567	0.87985	2.1134	1.7601	0.26418	0.2199	0.3531
1美(制)夸脱	qt	946.4	57.749	32	0.94633	1	0.8326	2	1.6656	0.25	0.2081	0.0334
1英(制)夸脱	Imp qt	1,136.5846	69.354	38.423	1.1365	1.201	1	2.402	2.0004	0.3003	0.250	0.0401
1美(制)液(量)品脱	pt	473.2	28.875	16	0.473167	0.5	0.41632	1	0.8328	0.125	0.1041	0.0167
1英(制)品脱	Imp pt	568.299	34.678	19.2155	0.5683	0.6005	0.4999	1.2008	1	0.1501	0.1250	0.0201
1美(制)加仑	gal	3,785.4	231	128	3.78533	4	3.3306	8	6.6622	1	0.8326	0.1336
1英(制)加仑	Imp gal	4,546.1	277.42	153.722	4.546	4.8038	3.9998	9.6076	8.001	1.201	1	0.1605
1立方英尺	ft^3	2.8317×10^4	1.728	957.5	28.317	29.92	24.9143	59.84	49.8334	7.481	6.229	1

表 4　压强单位换算

	代　号	dyn/cm²	g/cm²	kg/m²	mm Hg	atm	lb/in²	Ib/ft²	ton/in²	ton/ft²
1达因每平方厘米	dyn/cm²	1	0.0010197	0.010197	7.5006×10^{-4}	9.8692×10^{-7}	1.4504×10^{-5}	0.0020886	0.7252×10^{-8}	1.0443×10^{-6}
1克重每平方厘米	g/cm²	980.665	1	10	0.73556	9.6784×10^{-4}	0.014223	2.0482	7.112×10^{-6}	1.0241×10^{-3}
1千克每平方米	kg/m²	98.0665	0.1	1	0.073556	9.6784×10^{-5}	0.0014223	0.20482	7.112×10^{-7}	1.0241×10^{-4}
1毫米汞	mm Hg	1,333.22	1.3595	13.595	1	0.001315	0.019337	2.7845	8.668×10^{-6}	1.3923×10^{-3}
1大气压	atm	1.01325×10^{6}	1033.2	1.0332×10^{4}	760	1	14.696	21,162	0.0073480	1.0581
1磅每平方英寸	lb/in²	68,947	70.307	703.07	51.715	0.068046	1	144	5×10^{-4}	0.0720
1磅每平方英尺	lb/ft²	478.80	0.48824	4.8824	0.35713	4.7254	0.0064444	1	3.4723×10^{-6}	5×10^{-4}
1吨每平方英寸	ton/in²	1.3789×10^{8}	140,620	1.406200	103,430	136.092	2,000	288,000	1	144
1吨每平方英尺	ton/ft²	9.5760×10^{5}	976.48	9,764.8	71,826	0.94509	13.889	2,000	0.0064444	1

表 5　力单位换算

	代号	dyn	N	g	kg	pdl	lb	ton
1 达因	dyn	1	10^{5}	0.0010197	1.0197×10^{-6}	7.2330×10^{-5}	2.2481×10^{-6}	1.1241×10^{-9}
1 牛顿	N	10^{5}	1	101.97	0.10197	7.2330	22.481	1.1241×10^{-4}
1 克重	g	980.665	0.0980665	1	0.001	0.070932	2.2046×10^{-3}	0.11023×10^{-5}
1 千克重	kg	980665	9.80665	1000	1	70.9032	2.2046	0.11023×10^{-4}
1 磅达	pdl	1.3825×10^{4}	0.13825	14.098	0.014095	1	0.031081	1.5492×10^{-5}
1 磅	lb	4.4482×10^{5}	4.4482	453.59	0.45359	32.174	1	0.0005
1 吨	ton	8.8964×10^{8}	8896.4	907.180	907.180	64548	2000	1

表 6 力矩单位换算

	代 号	dyn·cm	kg·m	Ib·ft	Ib·in	pdI·ft
1 达因厘米	dyn·cm	1	1.0197×10^{-8}	7.3757×10^{-8}	8.8511×10^{-7}	2.3731×10^{-6}
1 千克重米	kg·m	9.8066×10^{7}	1	7.23305	86.799	232.72
1 磅英尺	Ib·ft	1.3558×10^{7}	0.1383	1	12	32.174
1 磅英寸	Ib·in	1.1298×10^{6}	0.01152	0.08333	1	2.6811
1 磅达英尺	pdl·ft	4.2140×10^{5}	4.2970×10^{-3}	0.3408	0.37299	1

表 7 质量单位换算

	代号	mg	g	kg	ton (metric)	oz	Ib	ton (avdp)
1 毫克	mg	1	10^{-3}	10^{-6}	10^{-9}	35.2739×10^{-6}	2.20462×10^{-6}	1.10231×10^{-9}
1 克	g	10^{3}	1	10^{-3}	10^{-6}	35.2739×10^{-3}	2.20462×10^{-3}	1.10231×10^{-6}
1 千克	kg	10^{6}	10^{3}	1	10^{-3}	35.2739	2.20462	1.10231×10^{-3}
1 公吨(metric)	ton	10^{9}	10^{6}	10^{3}	1	35273.9	2204.62	1.10231
1 盎司	oz	28349.5	28.3495	0.0283495	28.3495×10^{-6}	1	0.0625	3.125×10^{-5}
1 磅	Ib	453592	453.592	0.453592	0.453592×10^{-6}	16	1	0.0005
1 美吨	ton (avdp)	0.907185×10^{9}	907,185	907.185	0.907185	32,000	2000	1

附录五　物理常数

表1列出了常用的物理常数。应用本表时要注意下面几个方面：

公式栏中，有的公式表示成两个因式的乘积：第二个因式（圆括号里的），表示公式中各量用厘米·克·秒制和电子电荷用静电单位时采用；第一个因式（方括号里的），仅当公式中各量都用国际单位制单位时才包括进去。除去某些准确的辅助常数以外，所有常数的不准确度都是相关的；所以要用误差传递规律来计算组合起来的不准确度。

数值栏里，圆括号里的数是数值最后一位数不准确度的均方误差。采用统一的原子量标度 $^{12}C\equiv12$。

厘米·克·秒（cgs）制单位栏里，包括了电磁单位和静电单位，因此符号栏里的电子电荷 e 应该在两种单位制里分别理解为 e_m 和 e_e。

λ (Cu K_{α_1}) $\equiv1.537400$ kxu

λ (W K_{α_1}) $\equiv0.2090100$ Å*

表 1 物理常数表

常数	公式	符号	数值	不准确度百万分率	单位 SI	单位 cgs
真空中光速	……	c	299792458(1.2)	0.004	m/s	10^2 cm/s
真空中磁导率	……	μ_0	4π = 12.5663706144	……	10^{-7}H/m	
真空中电容率	$\frac{1}{\mu_0 c^2}$	ε_0	8.854187818(71)	0.008	10^{-12}F/m	
精细结构常数	$\left[\frac{\mu_0 c^2}{4\pi}\right]\left(\frac{e^2}{\hbar c}\right)$	α	7.2973506(60)	0.82	10^{-3}	10^{-3}
		α^{-1}	137.03604(11)	0.82		
电子电荷	……	e	1.6021892(46)	2.9	10^{-19}C	10^{-20} emu
			4.803242(14)	2.9	……	10^{-10} esu
普朗克常数	……	h	6.626176(36)	5.4	10^{-34}J·s	10^{-27} erg·s
	$\frac{h}{2\pi}$	$\hbar$	1.0545887(57)	5.4	10^{-34}J·s	10^{-27} erg·s
阿佛加德罗常数	……	N_A	6.022045(31)	5.1	10^{23}mol^{-1}	10^{23} mol^{-1}
电子静止质量	……	m_e	9.109534(47)	5.1	10^{-31}kg	10^{-28} g
			5.4858026(21)	0.38	10^{-4}u	10^{-4} u
质子静止质量	……	m_p	1.6726485(86)	5.1	10^{-27}kg	10^{-24} g
			1.007276470(11)	0.011	u	u
质子电子质量比	……	$\frac{m_p}{m_e}$	1,836.15152(70)	0.38		
中子静止质量	……	m_n	1.6749543(86)	5.1	10^{-27}kg	10^{-24} g
			1.008665012(37)	0.037	u	u
电子荷一质比	……	$\frac{e}{m_e}$	1.7588047(49)	2.8	10^{11}C/kg	10^7 emu/g
			5.272764(15)	2.8	……	10^{17} esu/g
全磁通量子	$[c]^{-1}\left(\frac{hc}{2e}\right)$	Φ_0	2.0678506(54)	2.6	10^{-15}Wb	10^{-7} G/cm
		$\frac{h}{e}$	4.135701(11)	2.6	10^{-15}J·s/C	10^{-7} erg·s/emu
			1.3795215(36)	2.6	……	10^{-17} erg·s/esu
约瑟夫森频一伏比	……	$\frac{2e}{h}$	4.835939(13)	2.6	10^{14}Hz/V	
环流量子	……	$\frac{h}{2m_e}$	3.6369455(60)	1.6	10^{-4}J·s/kg	erg·s/g
		$\frac{h}{m_e}$	7.273891(12)	1.6	10^{-4}J·s/kg	erg·s/g

续 表

常 数	公 式	符 号	数 值	不准确度 百万分率	单位 SI	单位 cgs
法拉第常数	$N_A e$	F	9.648456(27)	2.8	10^4C/mol	10^3emu/mol
			2.8925342(82)	2.8	…………	10^{14}esu/mol
里德伯常数	$\left[\frac{\mu_0 c^2}{4\pi}\right]^2 \left(\frac{m_e e^4}{4\pi^3 \hbar c}\right)$	R_∞	1.097373177(83)	0.075	10^7m^{-1}	10^5cm^{-1}
玻尔半径	$\left[\frac{\mu_0 c^2}{4\pi}\right]^{-1} \left(\frac{\hbar^2}{m_e e^2}\right) = \frac{\alpha}{4\pi R_\infty}$	a_0	5.2917706(44)	0.82	10^{-11}m	10^{-9}cm
经典电子半径	$\left[\frac{\mu_0 c^2}{4\pi}\right] \left(\frac{e^2}{m_e c^2}\right) = \frac{\alpha^3}{4\pi R_\infty}$	$r_e = \alpha \bar{\lambda}_C$	2.8179380(70)	2.5	10^{-15}m	10^{-13}cm
玻尔磁子	[c] $\left(\frac{e\hbar}{2m_e c}\right)$	μ_B	9.274078(36)	3.9	10^{-24}J/T	10^{-21}erg/G
电子康普顿波长	$\frac{h}{m_e c} = \frac{\alpha^2}{2R_\infty}$	λ_C	2.4263089(40)	1.6	10^{-12}m	10^{-10} cm
		$\bar{\lambda}_C = \frac{\lambda_C}{2\pi} = \alpha a_0$	3.8615905(64)	1.6	10^{-13}m	10^{-11}cm
质子康普顿波长	$\frac{h}{m_p c}$	$\lambda_{C,p}$	1.3214099(22)	1.7	10^{-15}m	10^{-13}cm
		$\bar{\lambda}_{C,p} = \frac{\lambda_{C,p}}{2\pi}$	2.1030892(36)	1.7	10^{-16}m	10^{-14}cm
中子康普顿波长	$\frac{h}{m_n c}$	$\lambda_{C,n}$	1.3195909(22)	1.7	10^{-15}m	10^{-13}cm
		$\bar{\lambda}_{C,n} = \frac{\lambda_{C,n}}{2\pi}$	2.1001941(350)	1.7	10^{-16}m	10^{-14}m
玻耳兹曼常数	$\frac{R}{N_A}$	k	1.380662(44)	32	10^{-23}J/K	10^{-16}erg/K
斯忒藩-玻耳兹曼常数	$\frac{\pi^2 k^4}{60\hbar^3 c^3}$	σ	5.67032(71)	125	10^{-8}W/(m^2)(K^4)	10^{-5}erg/(s)(cm^2)(K^4)
第一辐射常数	$2\pi hc^2$	c_1	3.741832(20)	5.4	10^{-16}W·m^2	10^{-5}erg·cm^2/s
第二辐射常数	$\frac{hc}{k}$	c_2	1.438786(45)	31	10^{-2}m·K	cm·K
引力常数	…………	G	6.6720(41)	615	10^{-11}m^3(s^2)(kg)	10^{-8}cm^3/(s^2)(g)

姓名索引

K

L

M

N

P

Q

S

T

W

X

Y

名 词 索 引

C

D

E

G

H

J

K

M

N

R

S

W

X

Y

Z